Série A, N° 4699
N° D'ORDRE 5547

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL DEMOULIN

1re THÈSE : Étude de la production des baryons d'étrangeté -2 dans les interactions K_p^- à 3 Gev/c.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :
Les radiosources extragalactiques.

Soutenues le 10 Janvier 1966 devant la Commission d'examen

M. JEAN — *Président*

MM. LAGARRIGUE, GREGORY — *Examinateurs*

Série A, N° 4699
N° D'ORDRE 5547

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

MICHEL DEMOULIN

1re THÈSE : Étude de la production des baryons d'étrangeté -2 dans les interactions K^-_p à 3 Gev/c.

2e THÈSE : Propositions données par la Faculté :
Les radiosources extragalactiques.

Soutenues le 10 Janvier 1966 devant la Commission d'examen

M. JEAN — *Président*

MM. LAGARRIGUE, GREGORY — *Examinateurs*

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN -

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen : ZAMANSKY

BRELOT	T	Analyse supérieure.
PRENANT	T	Anatomie et histologie comparée.
GRASSE	T	Evolution des êtres organisés.
PREVOST	T	Chimie organique.
WYART	T	Minéralogie et cristallographie.
TEISSIER	T	Zoologie.
MANGENOT	T	Biologie végétale (Orsay).
AUGER	T	Physique quantique et relativité.
MONNIER	T	Physiologie générale.
PIVETEAU	T	Paléontologie.
ROCARD	T	Physique (E.N.S.).
CARTAN	T	Mathématiques (E.N.S.).
LAFFITTE	T	Chimie générale.
N	T	Géométrie supérieure.
COULOMB	T	Physique du globe.
Mlle COUSIN	T	Biologie animale (S.P.C.N.).
CHRÉTIEN	T	Chimie minérale.
BOCQUET	T	Zoologie.
KASTLER	T	Physique (E.N.S.).
EPHRUSSI	T	Génétique.
RIVIÈRE	T	Géologie (SPCN) et Sédimentologie (Orsay)
GAUTHERET	T	Biologie végétale (P.C.B.).
LUCAS R.	T	Recherches physiques.
THOMAS A.	T	Biologie cellulaire.
ARNULF	T	Optique appliquée.
MORAND	T	Physique enseignement.
SOLEILLET	T	Physique (P.C.B.).
FORTIER	T	Mécanique expérimentale des fluides.
DRACH	T	Zoologie.
QUENEY	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.
GALLIEN	T	Embryologie.
EICHORN	T	Botanique.
DE CUGNAC	T	Biologie végétale (S.P.C.N.).
Mlle CAUCHOIS	T	Chimie physique.
THELLIER	T	Physique du globe.
L'HÉRITIER	T	Biologie générale (Orsay).
GRIVET	T	Radioélectricité (Orsay).
PONCIN	T	Mécanique générale.
DUBREIL	T	Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET	T	Chimie organique.
CAGNIARD	T	Géophysique appliquée.
CHAMPETIER	T	Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER	T	Micropaléontologie.
JUNG	T	Géologie
TRILLAT	T	Microscopie et diffraction électronique.
WIEMANN	T	Chimie organique et structure.
JACQUINOT	T	Spectroscopie et physique céleste (Orsay)
VASSY	T	Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES	T	Théorie physique.
AMIEL	T	Chimie générale.
HOCART	T	Minéralogie et cristallographie.
MATHIEU J.-P.	T	Physique optique.
COUTEAUX	T	Cytologie.
MAY	T	Zoologie (Orsay).
CHOQUET	T	Théorie des fonctions et topologie.
FELDMANN	T	Biologie végétale marine.
GUINIER	T	Physique des solides (Orsay).
JOST	T	Physiologie comparée.
FORTET	T	Calcul des probabilités et phys. mathématique
SCHWARTZ	T	Calcul différentiel et intégral.
CHOUARD	T	Physiologie végétale.
MALAVARD	T	Aviation (technique aéronautique).
NORMANT	T	Synthèse organique.
BÉNARD	T	Chimie minérale.
BUVAT	T	Botanique (E.N.S.).
DUGUÉ	T	Statistiques mathématiques.
LUCAS G.	T	Géologie.
ALLARD	T	Chimie Physique.
BERTHELOT	T	Physique des particules fondament. (Orsay)
BRICARD	T	Météorologie physique de l'atmosphère.
Mme ALBE-FESSARD	T	Psychophysiologie.
SOULAIRAC	T	Psychophysiologie.
ULRICH	T	Physiologie végétale appliquée.
MARÉCHAL	T	Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN	T	Théorie chimique.
CHADEFAUD	T	Botanique.
Mlle LE BRETON	T	Physiologie de la nutrition.
LELONG	T	Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS	T	Anatomie et histologie comparée.
EHRESMANN	T	Topologie algébrique.
FRANÇON	T	Physique (S.P.C.N.).
GLANGEAUD	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
GODEMENT	T	Mathématiques (M.G.P.).
PISOT	T	Technique mathématique de la Physique.
ROCH	T	Géologie.
SCHATZMAN	T	Astrophysique.
TERMIER	T	Géologie générale
ZAMANSKY	T	Mathématiques générales.
LENNUIER	T	Physique (M.G.P.).
RIZET	T	Génétique (Orsay).
ROUTHIER	T	Géologie appliquée.
Mme TONNELAT	T	Physique théorique.
DIXMIER	T	Mathématiques (M.P.C.).
SOUCHAY	T	Chimie générale.
AIGRAIN	T	Electrotechnique générale.
BRUSSET	T	Chimie systématique.
LÉVY	T	Physique théo. des hautes énergies (Orsay).
Mme CHAIX	T	Chimie biologique.
Mme HUREL-PY	T	Biologie végétale (P.C.B.).
PANNETIER	T	Chimie générale.
BRUN	T	Mécanique théorique des fluides.
LEDERER	T	Chimie biologique (Orsay).
Mme DUBREIL	T	Mathématiques (agrégation).
Mme LELONG	T	Mathématiques II (E.N.S.).
BELLAIR	T	Géologie (S.P.C.N.).
COTTE	T	Physique électricité.
DUBOIS J.-E.	T	Chimie organique.
LAMOTTE	T	Zoologie (E.N.S.).
MICHEL A.	T	Chimie minérale (Orsay).
OLMER	T	Energétique générale.
ROUAULT	T	Electricité (Orsay).
GAUTHIER	T	Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ	T	Chimie physique.
BROSSEL	T	Physique atomique.
BUSER	T	Physiologie comparée.
CAMUS	T	Physiologie végétale (B.M.P.V.) (Orsay).
CASTAING	T	Physique II - Thermodynamique (Orsay).
CURIEN	T	Minéralogie et cristallographie.
MOYSE	T	Physiologie végétale (Orsay).
Mme Charniaux-Cotton	T	Evolution des êtres organisés.
POSSOMPES	T	Zoologie.
PULLMANN	T	Chimie quantique.
TEILLAC	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
TONNELAT	T	Biologie physico-chimique (Orsay).
VILLE	T	Econométrie.
WILLEMART	T	Chimie (P.C.B.).
DODE	T	Chimie (Orsay).
FREYMANN	T	Recherches physiques.
GUINOCHET	T	Biologie végétale (S.P.C.N.) (Orsay).
ROLLET	T	Chimie minérale.
Mlle JOSIEN	T	Chimie (S.P.C.N.).
CHEVALLEY	T	Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT	T	Electronique (Orsay).
CHAPELLE	T	Physique 1 (Orsay).
DELANGE	T	Mathématiques 1 (Orsay).
DENY	T	Mathématiques générales (Orsay).
GERMAIN	T	Mécanique théorie des fluides.
GUILBERT		Physique (CSU Orléans).
HUPE	T	Pétrographie.
HOLLANDE	T	Biologie générale.
LIONS	T	Analyse numérique.
MAITTE	T	Chimie (P.C.B.)

FRIEDEL	T	Physique des solides (Orsay).
JULIA M.	T	Etudes des moléculaires naturelles complexes
LENDER	T	Biologie animale (S.P.C.N.) (Orsay).
MAGAT	T	Physico-Chimie des radio-éléments.
Mlle QUINTIN	T	Electrochimie.
MONOD	T	Chimie du métabolisme.
BENOIT	T	Physiologie animale (Orsay).
DE POSSEL	T	Analyse numérique.
CHARLOT	T	Chimie analytique.
LEMEE	T	Ecologie végétale (Orsay).
GUERIN	T	Chimie (M.P.C.) (Orsay).
CHATELET	T	Chimie (P.C.B.)
JEAN	T	Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER	T	Physique (S.P.C.N.)
BERGERARD	T	Zoologie (Orsay).
BERTEIN	T	Electronique (Orsay).
BOUSSIERES	T	Radio-chimie
Mme COUTURE	T	Thermodynamique et mécanique physique.
ELLENBERGER	T	Géologie des grandes régions du globe.
FRANC	T	Biologie animale (P.C.B.)
SCHNELL		Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI	T	Physiologie végétale.
ACHER	T	Chimie biologique (Orsay).
BAUDOIN	T	Biologie animale (P.C.B.)
BEAUMONT		Biologie animale (S.P.C.N.)
BLAMONT		Géophysique ionosphère.
BOURREAU	T	Botanique.
CURIE D.		Physique (M.G.P.)
DURAND-DELGA	T	Géologie.
FREON	T	Chimie organique (Orsay).
HELLER	T	Physiologie végétale.
TORTRAT	T	Calcul des probabilités.
CAILLEUX	T	Géologie (S.P.C.N.)
MAGNAN		Physique Electricité.
DAUDEL	T	Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théorique et à la physique nucléaire.
Mlle FOURCROY		Biologie végétale (S.P.C.N.)
Mme CHOQUET-BRUHAT		Mécanique analytique et Mécanique céleste
Mlle VEIL	T	Physiologie générale.
LWOFF	T	Microbiologie.
SIESTRUNCK	T	Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE	T	Métallurgie des métaux nucléaires (Orsay).
BROCHARD	T	Physique (P.C.B.) (Orsay).
CABANNES	T	Mécanique générale.
LESIEUR	T	Mathématiques 1 (Orsay).
MAZET	T	Mécanique générale (Orsay).
CAIRE		Géographie physique et Géologie dynamique.
COMOLET		Mécanique des fluides.
CORABŒUF	T	Physiologie animale (Orsay).
DELLOUE	T	Physique de l'exosphère.
GORENFLOT		Botanique II (Orsay).
HOUILLON		Biologie animale (P.C.B.)
JULLIEN J.		Chimie (S.P.C.N.) (Orsay).
MALGRANGE	T	Technique math. de la Physique (Orsay).
OLIVIER		Antropologie.
NOZERAN	T	Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE	T	Physique (E.N.S.) (Orsay).
CHEVAUGEON	T	Botanique (Orsay).
KAHANE	T	Mathématiques (Orsay).
SAMUEL	T	Mathématiques (E.N.S. féminine).
KOURGANOFF	T	Astronomie (Orsay).
THIRY	T	Mécanique céleste.
ABELES		Physique (S.P.C.N.)
AMAT	T	Physique (P.C.B.)
AUBOIN	T	Géologie.
Mme BENOIT-GUEUTAL	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay).
BOUGIS		Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT	T	Mathématiques (M.P.C.)
BRUNN	T	Géologie historique (Orsay).
CHABBAL	T	Physique (M.G.P.) (Orsay).
DEHEUVELS	T	Mathématique-Propédeutique
D'ESPAGNAT	T	Physique théorique (Orsay).
FURON	T	Géologie (S.P.C.N.)
Mme GANS	T	Génétique.
GENEVES		Biologie végétale (P.C.B.)
MEYER		Physique-Propédeutique.
NICOLAS		Géologie appliquée.
PANIGEL		Biologie générale.
RAVIER		Pétrographie.
ROSEAU	T	Mécanique théorique des fluides.
ROUBINE		Electronique.
SILBER	T	Chimie (P.C.B.)
UEBERSFELD	T	Electronique.
YVON	T	Théorie physique.
HERVÉ	T	Mathématiques.
NERON	T	Mathématiques (M.P.C.) (Orsay)
Mme NECKER-WIMEL	T	Astrophysique
BALKANSKY		Physique (M.P.C.)
LE CORRE	T	Electricité
DELCROIX	T	Physique théorique (Orsay)
GOURDIN		Phys. théorique des hautes énergies (Orsay)
LEHMANN	T	Phys. expérim. des hautes énergies (Orsay)
NATAF	T	Physique nucléaire et radioactivité (Orsay)
ECHALIER		Biologie animale (P.C.B.)
BARRAUD		Physiologie cellulaire
LIORET	T	Physiologie végétale (Orsay).
DARS		Géologie struc. et Géologie appliquée
CAMEFORT	T	Botanique (agrégation)
VICHNIEWSKY	T	Mécanique industrielle
BLAQUIÈRE		Electronique (Orsay)
ARNOUS	T	Physique théorique (Orsay)
TATIBOUET		Chimie (CSU Orléans)
MALLIAVIN	T	Mathématiques Propédeutique (Orsay)
GAUDEMAR		Chimie Propédeutique
PEREZ Y JORBA		Phys. expér. des hautes énergies (Orsay)
DAVID	T	Chimie (agrégation) (Orsay)
BROUSSE	T	Mécanique théorique
ROSCH	T	Astronomie
GUY	T	Physique expérimentale.
LAZARD		Mathématiques (M.P.C.).
MOREL P.		Physique (M.P.C.).
ARSAC		Programmation.
LEFEBVRE		Chimie (M.P.C.).
CHAPEVILLE		Biochimie.
BENOIT		Physique (C.P.E.M.).
RIO		Chimie (C.P.E.M.).
JAUZEIN		Géologie (E.N.S.).
PRÉVOST G.		Biologie végétale (C.P.E.M.).
FAVARD		Biologie animale (C.P.E.M.)
VILKAS		Chimie (C.P.E.M.).
Mlle FICINI		Chimie (C.P.E.M.).
LEQUEUX		Astronomie.
COHEN TANNOUDJI		Physique (M.P.C.).
TAVERNIER		Physique (C.P.E.M.).
Mme ROIZEN		Physique (C.P.E.M.).
DURAND M.		Biologie animale (S.P.C.N.).
PASCAUD		Physiologie.
Mme PETIT		Biologie animale (C.P.E.M.).
BROUSSE		Géologie (Orsay).
CAGNAC		Physique agrégation (Orsay).
LEBERRE		Zoologie (Orsay).
SCHAEFFER		Microbiologie (Orsay).
DE GENNES		Physique des solides (Orsay).
RIOU		Physique nucléaire expérimentale (Orsay).
CLAUSER		Chimie biologique (Orsay).
CHEVALLIER		Physiologie animale (Orsay).
JANCOVICI		Physique atomique (Orsay).
FALK-VAIRANT		Physique nucléaire (Orsay).
FETIZON		Chimie propédeutique (Orsay).
CERF		Mathématique (Orsay).
LURCAT		Physique
RIGAUDY		Chimie (S.P.C.N.)
SIGWALT		Chimie (S.P.C.N.)
FOURNET		Electricité générale.
COLLONGUES		Chimie (C.P.E.M.).
DUBERT		Biochimie.
LAVOREL		Biologie physico chimique.
MOREL F.		Physiologie comparée.
TALBOT		Génétique chimique.
Mme NOUGADERE		Botanique.
FRANÇOIS		Zoologie.
IVANOFF		Océanographie physique.
CADIOT		Chimie organique.
BARUCH		Physique propédeutique.
NOZIERES		Physique générale.
BOK		Physique propédeutique.
SLONIMSKI		Génétique.

Le Secrétaire Général : R. POULLAIN

I N T R O D U C T I O N

-:-

Le travail présenté ici est l'étude de certains systèmes B = 1, S = - 2 obtenus dans les interactions de mésons K^- de 3 Gev/c sur des protons.

Trois millions de ces K^- furent photographiés par la chambre à bulles à hydrogène de 81 cm de Saclay et leur étude fut menée dans le cadre d'une collaboration entre trois laboratoires (Zeemann Laboratorium d'Amsterdam, L.P.C.H.E. de Saclay et l'Ecole Polytechnique de Paris).

Ce travail comprend trois parties :

a) dans la première, nous présenterons les conditions expérimentales de la prise des photographies et nous étudierons les paramètres essentiels de fonctionnement de la CBH 81.

b) Dans la deuxième partie nous calculerons les sections efficaces des états finaux étudiés, cette étude étant menée de deux façons différentes suivant que les réactions ont été recherchées dans des types phénoménologiques à faible ou grande statistique.

c) Dans la troisième partie, nous rechercherons systématiquement les états B = 1, S = - 2 et étudierons quelques unes de leurs propriétés fondamentales. Puis nous essayerons d'analyser les mécanismes de production des réactions à 2 corps en regardant l'éventualité d'un échange de baryon.

Les systèmes B = 1, S = - 2 ne sont qu'une faible partie (2 %) des systèmes formés dans ces interactions de K^-. L'expérience et l'étude de ces interactions ont été réalisées avec de très grands moyens par une nombreuse équipe. Tous les résultats présentés ici ne sont qu'une petite partie du fruit du travail de plusieurs années de cette équipe.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41544324_0033

PREMIERE PARTIE

- CONDITIONS EXPERIMENTALES D'OBTENTION DES CLICHES. -

-:-

Expériences de K^- réalisées dans des faisceaux séparés avec des chambres à bulles à hydrogène ou fréon.

Energie	Accélérateur	Chambre
1,15	Bévatron	72" H_2 Berkeley
1,22 - 1,55	Bévatron	72" H_2 Berkeley
1,45	PS	BP3 Fréon Ecole Poly.
1,45 - 1,47	PS	32 cm H_2 CERN
1,80	Bévatron	72" H_2 Berkeley
2,24 - 2,44	AGS	20" H_2 Brookhaven
2,1 - 2,7	Bévatron	72" H_2 Berkeley
3	PS	81 cm H_2 Saclay
3,5	PS	81 cm H_2 Saclay
3,5	PS	HLBC Fréon CERN
4,5	PS	81 cm H_2 Saclay
4,5	PS	NBBC H_2 Royaume Uni
5	AGS	80" H_2 Brookhaven

Tableau I - 1

L'étude des interactions des mésons K^- de moyenne énergie (compris entre 2 et 3 Gev/c) sur l'hydrogène fut envisagée au début de l'année 1962. A cette époque, une expérience sur des K^- à 2,24 et 2,44 Gev/c avec la chambre de 20 pouces du laboratoire national de Brookhaven (USA) commençait près de l'A.G.S. Quatre expériences de K de moyenne énergie furent prévues en Europe : $K^{\pm}$ de 3,5 Gev/c et $K^{\pm}$ de 3 Gev/c. Un faisceau séparé (M2) pouvant produire des $K^{\pm}$ de 1 à 3,5 Gev/c fut construit près du Synchrotron à protons de 30 Gev du "C.E.R.N." à Genève (Centre Européen de Recherches Nucléaires). Les photographies furent prises simultanément dans ce faisceau avec la "CBH 81" (chambre à bulles à hydrogène liquide de 81 cm du département Saturne du Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay - Paris). Pour chaque énergie, une expérience préliminaire fut effectuée en février 1963 et les expériences furent terminées dans le dernier trimestre 1963. Les photographies des K^+ furent analysées par un groupe de la division des chambres à bulles du CERN, celles des K^- de 3,5 Gev/c (350 000 avec 9 K^-) par une collaboration comprenant plusieurs laboratoires anglais.

Une autre expérience était effectuée en Amérique quelques mois plus tard : 700 000 clichés de K^- de 2,1 à 2,7 Gev/c furent prises avec la chambre de 72 pouces du "Lawrence National Laboratory" à Berkeley (Californie). Récemment deux expériences à 4,5 et 5 Gev/c ont été réalisées. Le tableau I-1 résume l'état à ce jour des K^- dans le monde. Nous nous sommes limités aux K^- d'impulsion supérieure à 1,05 Gev/c (qui correspond au seuil de la réaction $K^- p \rightarrow \Xi^- K^+$) et aux expériences de chambre à bulles à hydrogène et fréon.

CHAPITRE I

CONDITIONS EXPERIMENTALES

A 3 Gev/c, les interactions K^- + p donnent généralement $\overline{K}$ + nucléon (70 %) et hypéron + π (30 %) avec des π additionnels. Les productions d'état avec S = - 2 sont beaucoup plus rares (2 %) ; c'est cette dernière catégorie qui nous intéresse.

Une expérience à faible statistique dans un grand lot de photographies où presque chaque événement doit être identifié impose un certain nombre de qualités pour les clichés ; l'objet de ce chapitre est de décrire les conditions expérimentales de la prise de vues. D'abord nous définirons les qualités attendues tant sur la connaissance de la particule incidente et de son interaction que sur la technique de la photographie elle-même. Ensuite nous décrirons les appareillages et expliquerons les choix qui ont été faits. Nous insisterons sur la technique de la CBH 81 en essayant de faire ressortir les paramètres essentiels de fonctionnement nécessaires à une telle expérience. Enfin, nous ferons quelques prévisions sur la façon de réaliser des expériences futures pour compléter notre expérience.

1 - QUALITES ATTENDUES DES CLICHES

Dans une expérience de chambre à bulles, le but à atteindre est d'obtenir le maximum d'interactions exploitables pour un nombre de protons sur la cible interne et un temps d'utilisation de l'accélérateur, donnés.

La précision de la reconstruction doit être maximum. La photographie doit permettre la reconstitution de la réaction à partir de la mesure des quantités de mouvement, des directions et des ionisations des secondaires chargés. Cela exige :

- Bon choix de la position des traces dans la chambre.
- Etalement des traces pour éviter les superpositions.
- Bonne qualité des photographies (contraste).
- Précision dans le remontage de l'optique.
- Pas de distorsions.
- Bonne connaissance du champ magnétique.
- Homogénéité de la température (ionisation).
- Connaître la nature de chaque trace incidente.
- Assurer le maximum de photographies.

Ces caractéristiques seront garanties par une minutieuse préparation de la chambre et par une harmonieuse coordination entre la chambre et le faisceau (et même le PS) pendant l'expérience.

Par exemple, le moment de la trace incidente peut être déterminé directement sur le film mais l'erreur individuelle est grande. Il sera donc avantageux d'avoir un faisceau avec une faible dispersion. Mais la détermination de la valeur moyenne se fait sur les photographies (voir chapitre III).

2 - DESCRIPTION DE L'APPAREILLAGE

2 - 1 - Synchrotron à protons du CERN (P.S.)

Cet accélérateur de protons de 28 Gev est à la fois un des plus puissants et un des plus efficaces (réf. 1). Ce résultat est dû surtout au "gradiant alterné" qui permet de réduire la surface du faisceau à quelques millimètres carrés en fin d'accélération (les oscillations bétatroniques lui donnant une surface d'un centimètre carré en intégrant sur plusieurs cycles). Ce minimum de surface a permis un champ magnétique de guidage plus fort sur une plus grande longueur (d'où sa puissance) mais surtout permet

de mettre en place des cibles internes de quelques millimètres de diamètre ou de sortir le faisceau (éjection rapide) sur des cibles externes. L'optique des faisceaux est donc plus fine, l'ouverture pouvant être très réduite. L'intensité très forte (de 10^{11} à 10^{12} protons/cycle) est due à la puissance de son accélérateur linéaire et de son injecteur.

L'efficacité est due aussi à la construction et à l'alimentation de l'aimant ; construction agrandissant à 100 mètres géométriques le rayon de 70 mètres magnétiques par de nombreuses sections droites où on peut installer de nombreuses cibles et faisceaux ; alimentation permettant de changer le cycle (de 0,8 à 5,4 s) en quelques minutes pour l'adapter à l'expérience (variation de la longueur de montée du champ pour faire varier l'énergie, variation de longueur du palier pour mettre les cibles en place plus ou moins longtemps).

Enfin, le taux de pannes de cette machine est remarquablement petit.

2 - 2 - Caractéristiques principales du faisceau M2 - M3.

Le faisceau M2 a été construit à la fin de l'année 1962 dans le hall sud du PS du CERN (réf. 2) et a été légèrement modifié pendant l'été pour les expériences du dernier trimestre 1963 (fig. I - 2).

La quantité de mouvement $\vec{p}$ des particules émises de la cible interne du PS est analysée par un aimant à champ vertical situé entre la cible et l'image de cette cible dans un triplet de quadrupôles. La sélection en $\vec{p}$ est faite par une fente verticale située à cette image. Le $\Delta p/p$ qui est de $\pm$ 0,5 % au total, est défini par l'ouverture de cette fente ; le reste du faisceau est calculé pour transporter les particules ainsi définies sans qu'elles touchent la matière des parois.

La séparation entre les π^- (ou μ^-) et K^- se fait par deux étages de séparateurs électrostatiques de 10 mètres de long avec un champ électrique de 50 000 V/cm régulé à 1 % près. Chaque étage possède une fente horizontale qui fait l'analyse en masse. Les images des π^- et des K^- sont situées dans le plan de ces fentes de façon qu'en cas de claquage entre les plaques d'un séparateur aucune particule ne passe par la fente et n'arrive dans la chambre.

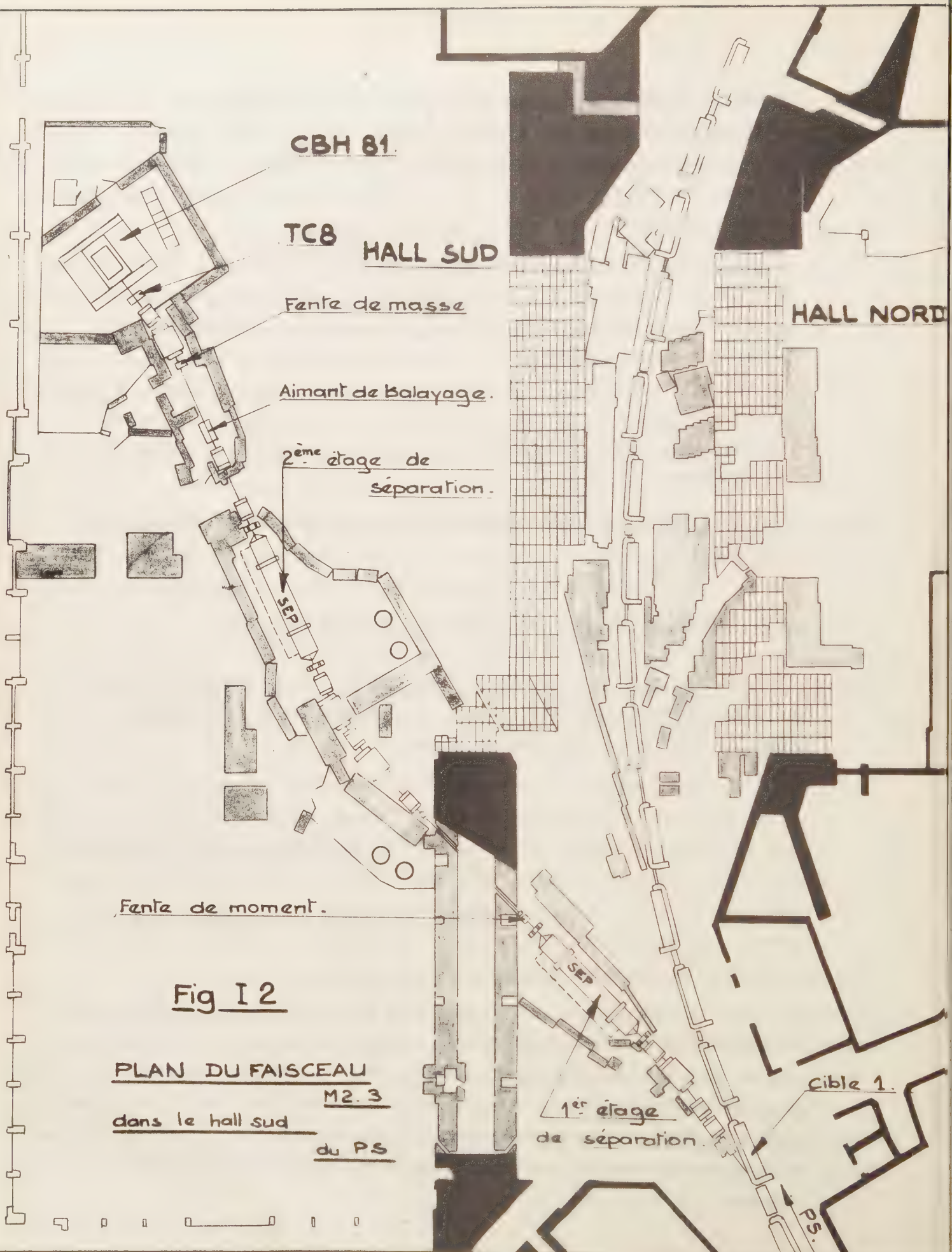


Fig I 2

PLAN DU FAISCEAU M2.3 dans le hall sud du PS

Sachant qu'à la cible il n'est produit que 2 K^- pour 100 π^-, la contamination en π^- de l'expérience préliminaire était de 10 % pour 5 K^- dans la chambre.

Nous verrons au chapitre II comment nous calculerons la contamination globale de l'expérience. Dans l'expérience principale, un compteur Cerenkov comptait les π^- et les μ^-. S'il n'y en avait un dans la chambre, un signe était alors inscrit sur le cliché correspondant.

L'intensité qui était 7 ± 3 K^- par cycle de la machine dans l'expérience préliminaire est devenue 12 ± 2 dans les suivantes. Cette intensité est obtenue grâce à un faible angle d'émission (8°5) à la cible interne, à une bonne optique permettant de réduire à 85 mètres la distance cible-CBH 81, et à un compromis entre les fentes plus ouvertes ($\Delta p/p$ plus grand) et une contamination plus forte. Cette intensité proportionnelle à celle du PS (qui est passée de 3×10^{11} à 7×10^{11} protons par cycle entre les deux expériences) est aussi un compromis entre la quantité de mouvement maximum des protons du PS et le taux de répétition. Finalement nous avons fonctionné à un cycle pour 1,5 sec, à une énergie de 19,2 Gev, avec un palier de champ magnétique du PS de 20 ms. Quand l'ensemble de l'appareillage fonctionnait nous avions en moyenne 12 K^- toutes les 1,5 sec, avec une contamination estimée de 4 % en π^- et de 4 % en μ^-.

2 - 3 - Description sommaire de la CBH 81

La chambre à bulles est un volume de 70 litres formé d'un parallélépipède rectangle de 61 x 31 x 31 cm avec deux demi cylindres droits de 15 cm de rayon et 31 cm de profondeur mis en bout (fig. I - 3). Ce volume visible à travers deux glaces verticales en verre trempé est détendu de 0,9 % par un piston de 30 cm de diamètre baignant dans l'hydrogène liquide. Entre ce volume et la chemise du cylindre se trouve un cône, dont la base est le haut du volume et le sommet, le cylindre de détente. Ce cône, plein d'hydrogène liquide sert à transmettre les ondes de détente et de recompression de façon bien plane. Le piston est mû à l'aide d'une tige en acier inoxidable de 1,5 mètre par un piston moteur naviguant à la température ordinaire dans un cylindre où sont injectées des fortes pressions de gaz azote. Toute la

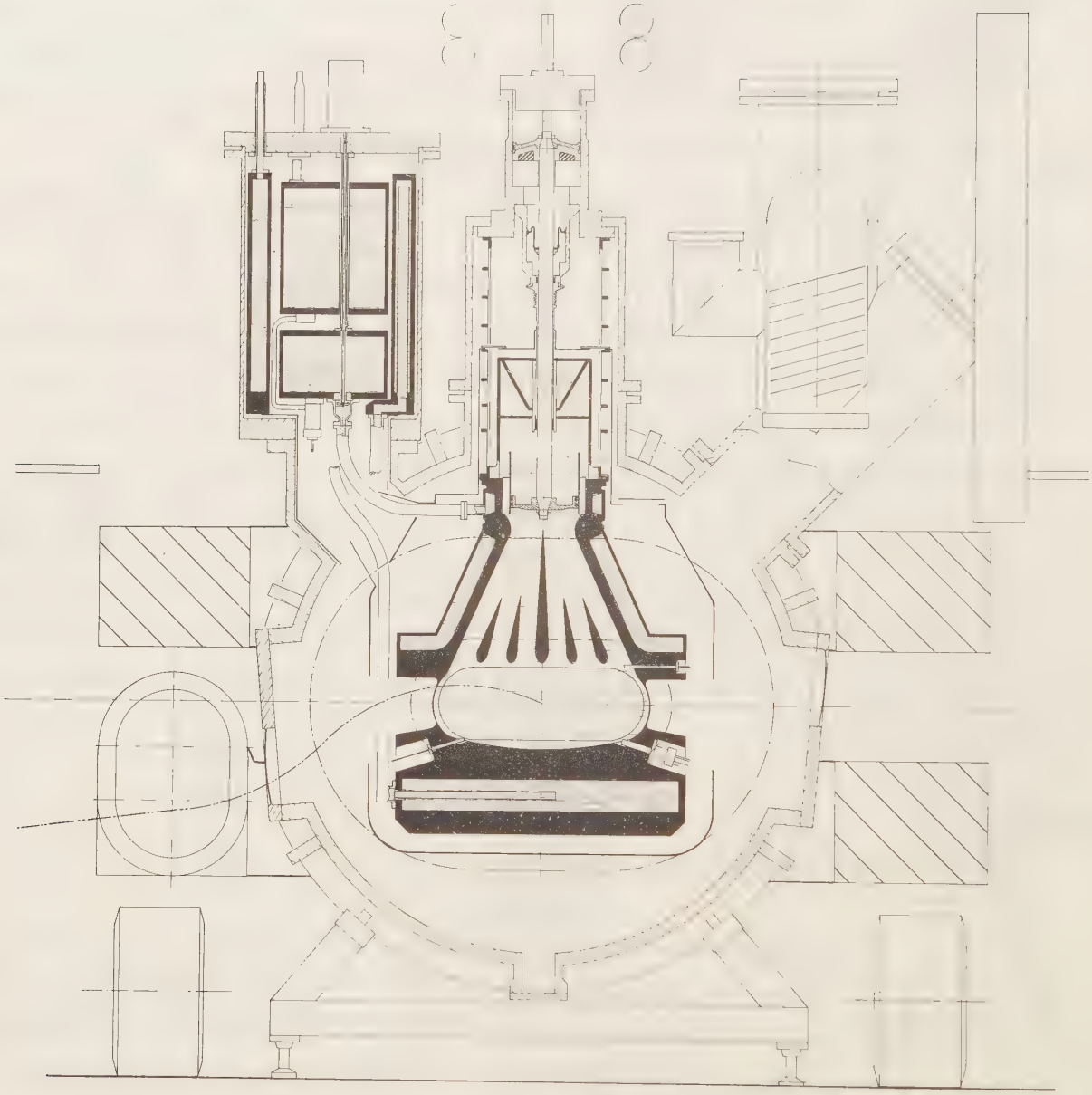


Fig. I - 3 Plan coupé de la C.B.H. 81 parallèlement au plan de référence

chambre est suspendue par le cylindre de détente. Elle est entourée, en dehors des glaces, d'un "bain marie" d'hydrogène liquide régulé à 0,5° K, en dessous de la température désirée dans la chambre. L'ensemble, protégé par des écrans thermiques, est plongé dans une enceinte à vide poussé (10^{-6} Torr). Deux fortes bobines à champ horizontal entourent la chambre (fig. I - 4). Le champ de retour de l'aimant est canalisé par des culasses en fer de 80 T.

Les flashes et les caméras sont situés sur des plaques verticales positionnées au 1/100 de mm par rapport à l'enceinte à vide. Elles sont placées de part et d'autre de la chambre, à 1,1 mètre sur l'axe horizontal perpendiculaire au faisceau (axe parallèle au champ magnétique (fig. I - 4). Les écrans thermiques sont prolongés à travers les culasses jusqu'aux plaques de façon à diminuer le rayonnement des hublots Tous les hublots et les glaces sont traités en couble couche pour $\lambda = 4500$ Å de façon à absorber au mieux les réflexions. La lumière rendue monochromatique, de deux flasches verticaux linéaires, est concentrée par un condenseur au centre du triangle équilatéral des trois caméras. Ainsi la lumière diffusée par les bulles est vue par les caméras sous un petit angle (fig. I - 5).

3 - MISE EN PLACE ET REGLAGE DE LA CBH 81

Nous nous proposons, dans ce paragraphe, de définir les grandeurs physiques à faire varier pour obtenir des clichés ayant les qualités définies au début.

3 - 1 - Maximum de longueur des traces

La hauteur au-dessus du sol des faisceaux du CERN et de l'axe de la chambre est de 125 cm. Le champ magnétique horizontal de la CBH 81 courbe les particules dans un plan vertical et le centre de courbure est choisi en dessous car on ne peut descendre la chambre à cause de l'encombrement. Pour des particules de 3 Gev/c, le rayon de courbure est de l'ordre de 5 mètres

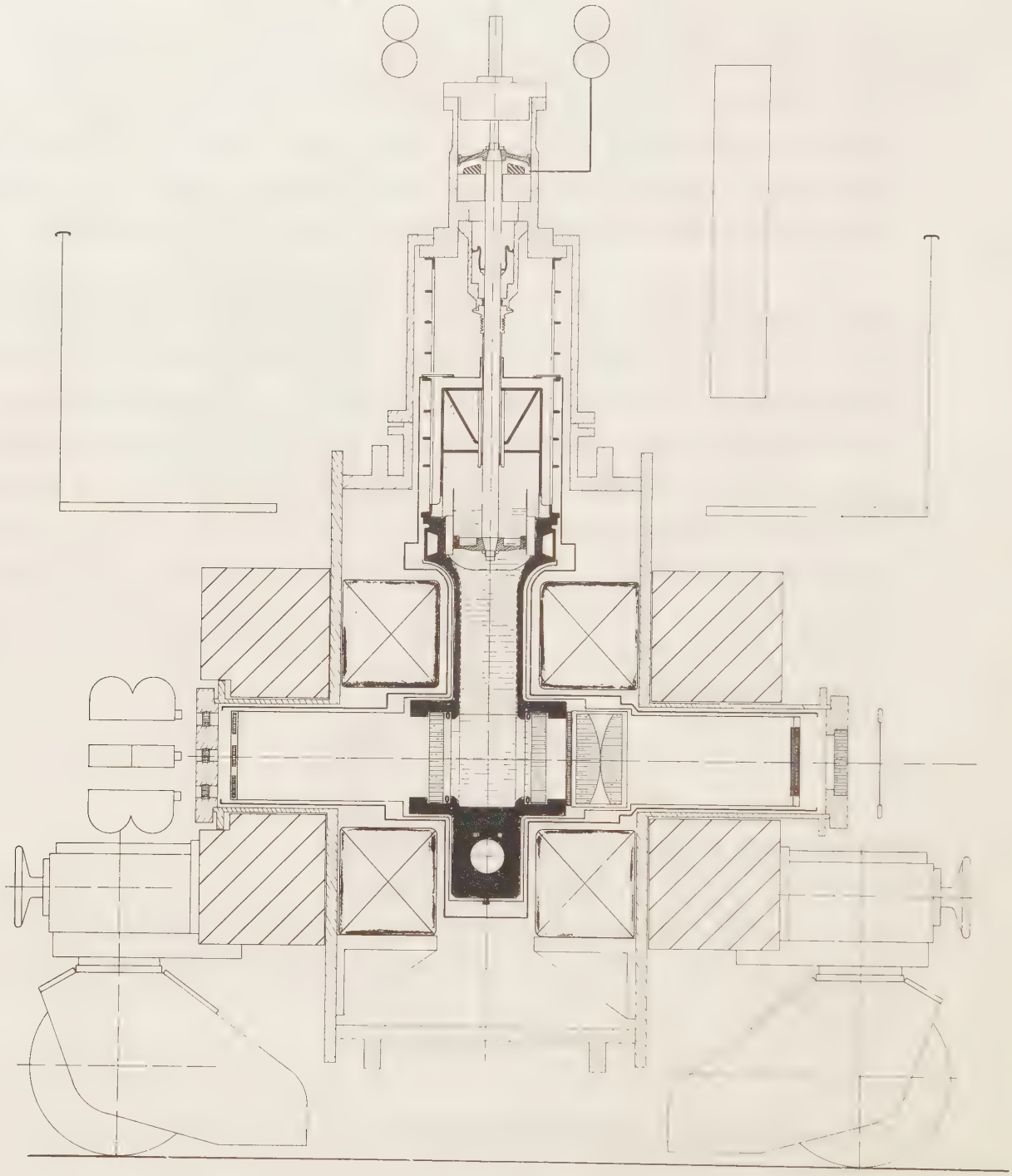


Fig. I-4 Plan coupé de la C.B.H. 81 perpendiculairement au faisceau.

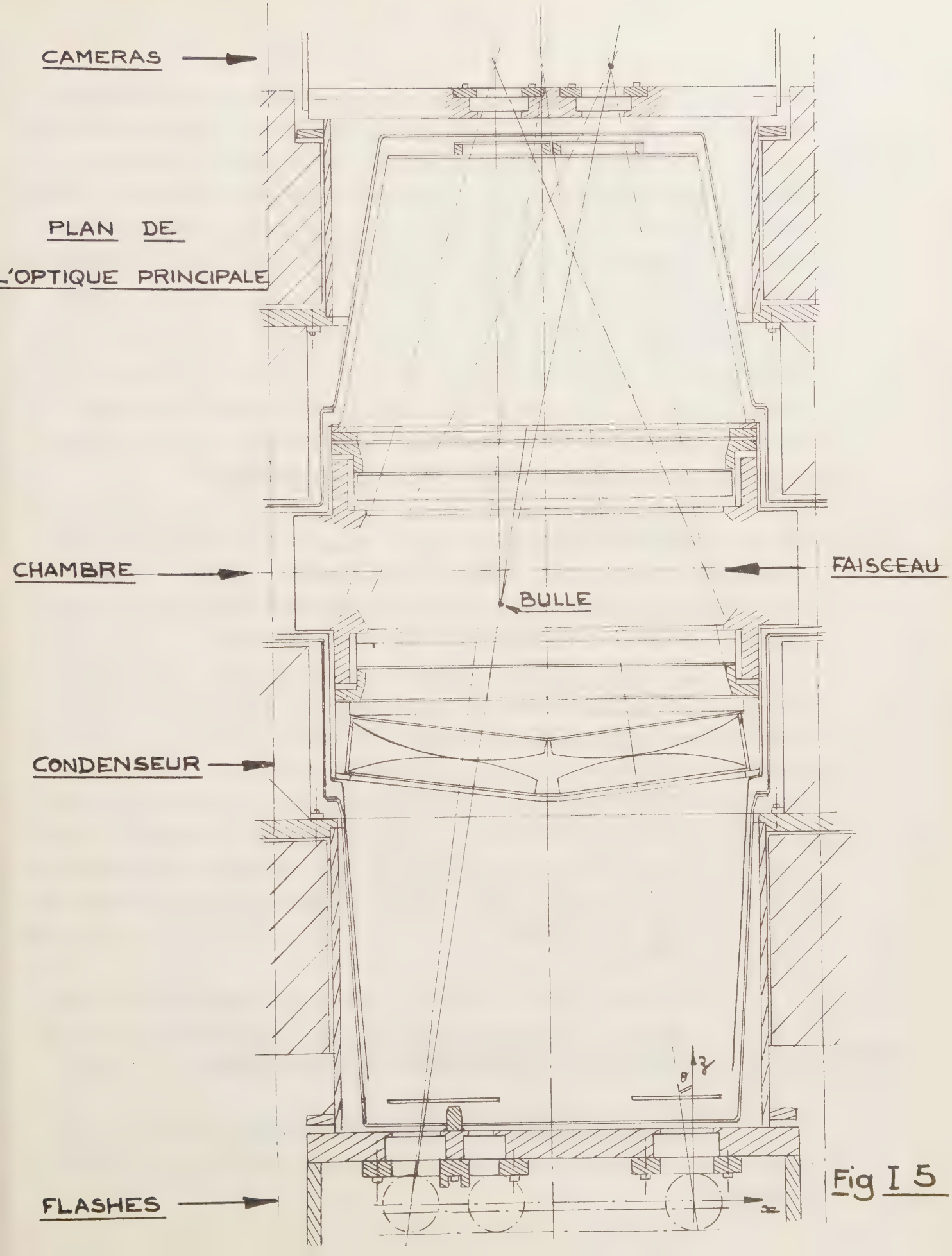

CAMERAS
PLAN DE
L'OPTIQUE PRINCIPALE
CHAMBRE
FAISCEAU
BULLE
CONDENSEUR
FLASHES

Fig I 5

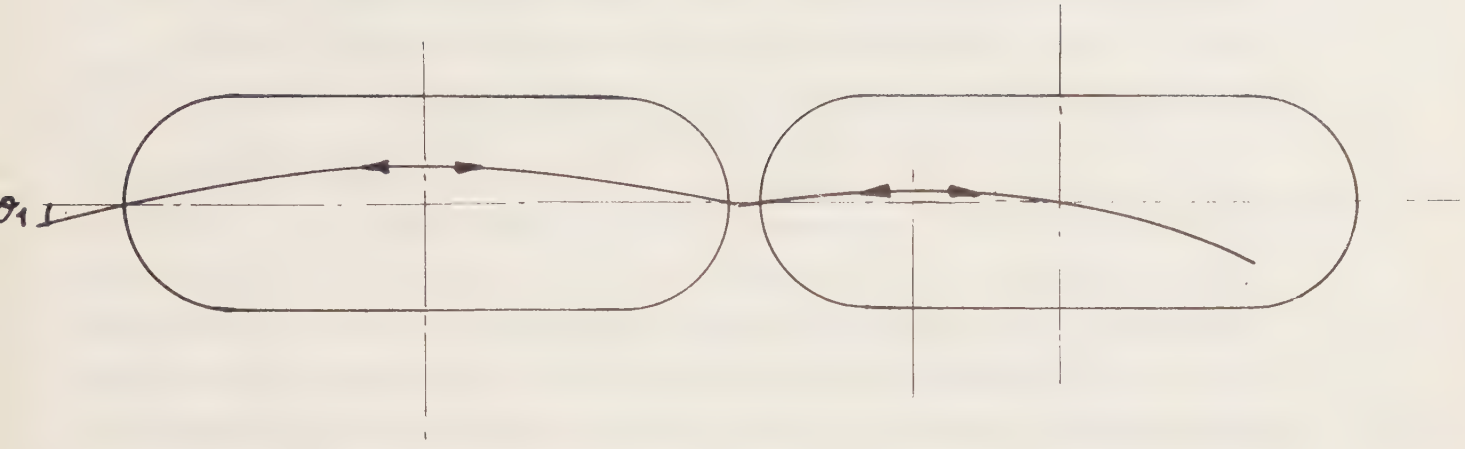
($\vec{H}$ de l'ordre de 2,05 Wb/m^2) et la plus grande portion de cercle vue serait obtenue si la particule moyenne entrait à mi hauteur avec une tangente ayant un angle θ_1 tel que la tangente horizontale de la trace soit au centre de la chambre (fig. I - 6). En fait le réglage est légèrement différent : la probabilité d'interaction d'un K^- le long d'une trace est constante mais nous verrons (§ 4) qu'avec 40 cm il y a 90 % de chance de voir le Λ^0 de la désintégration d'un Ξ^- formé. Donc nous trouverons peu de ce type d'événement après le milieu de la chambre. Ainsi nous avons intérêt à effectuer le réglage précédent, pour une chambre fictive commençant au début et longue de 40 cm (entrée au même endroit mais θ_1 tel que la tangente horizontale soit au premier quart). Pratiquement nous avons fait un réglage intermédiaire (entre le premier quart et la moitié) car nous verrons au prochain paragraphe que le volume éclairé ne mesure que 65 cm au lieu de 80.

Avant d'entrer dans la chambre, les particules doivent passer dans une fente coupant la culasse de retour de l'aimant de la chambre. Pour faciliter cette traversée aux particules très lentes (< 1 Gev/c), il a été construit un petit aimant en série avec le principal, mais de champ opposé (parallèle à celui régnant dans la culasse à cet endroit).

Les deux aimants sont associés en série. De plus, ils sont maintenus à une valeur constante fixée, indépendante de l'expérience. Connaissant la carte du champ entre la culasse et la chambre, en se fixant les conditions précédentes pour θ_1, angle d'entrée dans la chambre, nous pouvons, grâce à des abaques, calculer la côte d'entrée h dans la culasse et l'angle θ_2 (qui est toujours positif, car le champ de retour de la culasse et celui du petit aimant ne compense pas en angle le champ principal). Nous avons donc ajouté un autre petit aimant TC 8 tout de suite après le dernier élément du faisceau et nous avons approché au plus près de TC 8 la CBH 81 (pour diminuer le parcours des K^-).

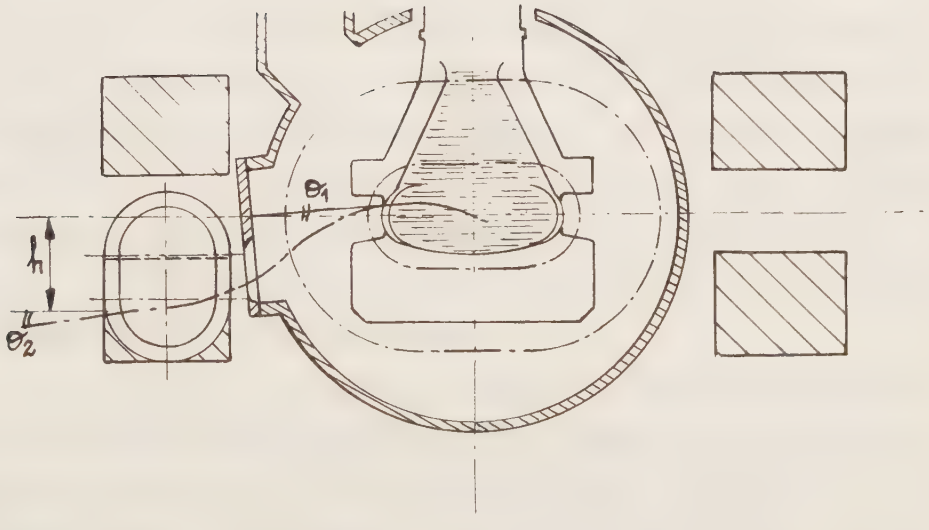
Connaissant ainsi la position relative de l'entrée de la culasse et de TC 8, nous en déduisons le courant dans TC 8 pour obtenir θ_2, puis la hauteur à soulever la chambre pour que les particules passent à la côte h (fig. I - 7).

Avant de réaliser cette opération, il est indispensable de faire coïncider le plan vertical de symétrie de la chambre avec l'axe du faisceau.



POSITIONS IDEALES DES TRACES DANS LA CHAMBRE

Fig I.6



PARCOURS D'ENTREE DANS LA CHAMBRE D'UNE PARTICULE DU FAISCEAU

Fig I.7

Cette opération difficile à cause du poids de 100 T de l'ensemble, se fait avec une assez grande précision. Nous avons quatre points de repère aux angles et nous positionnons à 2 mm. près ce qui correspond à un demi-milliradian en angle et un demi centimètre par rapport à la position idéale. Ce ne sont pas ces opérations qui limitent la précision car en cours de montage, le bloc de chambre suspendu par son système de détente ne peut être mis en place dans l'aimant qu'à un demi millimètre près pour un bras de levier de 50 cm environ, ce qui donne une erreur supérieure à 1 mrad. Nous verrons que cette dernière manoeuvre heureusement très rare, entraîne une erreur qui joue surtout dans les problèmes de reconstruction (parallélisme des glaces par rapport au plan des caméras) et en fait le positonnement de la chambre par rapport au faisceau n'est pas un problème critique ; il permet seulement de gagner quelques centimètres de longueur.

Pour faciliter l'association des désintégrations des neutres avec leur production, nous avons intérêt à limiter le nombre de particules incidentes et à les étaler dans le plan vertical de symétrie. La section efficace totale des K^- de 3 Gev/c étant de 25 millibarn, cherchons quelle est la probabilité d'avoir 0, 1, 2 interaction par cliché de 10 traces, longues de 60 cm. 25 mb correspond à 12 mètres d'hydrogène ; donc, il y a, dans la chambre, une interaction toutes les 20 traces et la probabilité sur un cliché de 10 traces d'avoir :

0 interaction est : $1 \times \left(\frac{19}{20}\right)^{10} \simeq 0,6$

1 interaction est : $C_{10}^{1} \times \left(\frac{1}{20}\right) \times \left(\frac{19}{20}\right)^{9} \simeq 0,3$

2 interactions est : $C_{10}^{2} \times \left(\frac{1}{20}\right)^{2} \times \left(\frac{19}{20}\right)^{8} \simeq 0,08$

Il est donc inutile d'étaler les traces pour séparer les 2 interactions d'une même photographie (8 % des cas) ; par contre l'effet de superposition des traces est plus grave car il peut donner une erreur grande sur le pointé de l'origine : supposons que les 10 traces soient étalées sur E mm dans le plan vertical ; admettons que deux traces sont confondues si leur distance est de 3 mm. La probabilité qu'une trace ayant interagie soit confondue avec une trace n'ayant pas interagie est $1 - \left(\frac{E-3}{E}\right)^{10}$, soit 0,54

pour 40 mm, 0,40 pour 60 mm et 0,32 pour 80 mm. Pour 15 traces, ces probabilités passent à 0,7, 0,52 et 0,45. Il est donc primordial d'étaler les particules dans la chambre et d'en limiter le nombre.

Cet étalement est réalisé en fabriquant, à l'aide d'un quadrupôle placé devant TC 8, une image horizontale à l'entrée de la chambre.

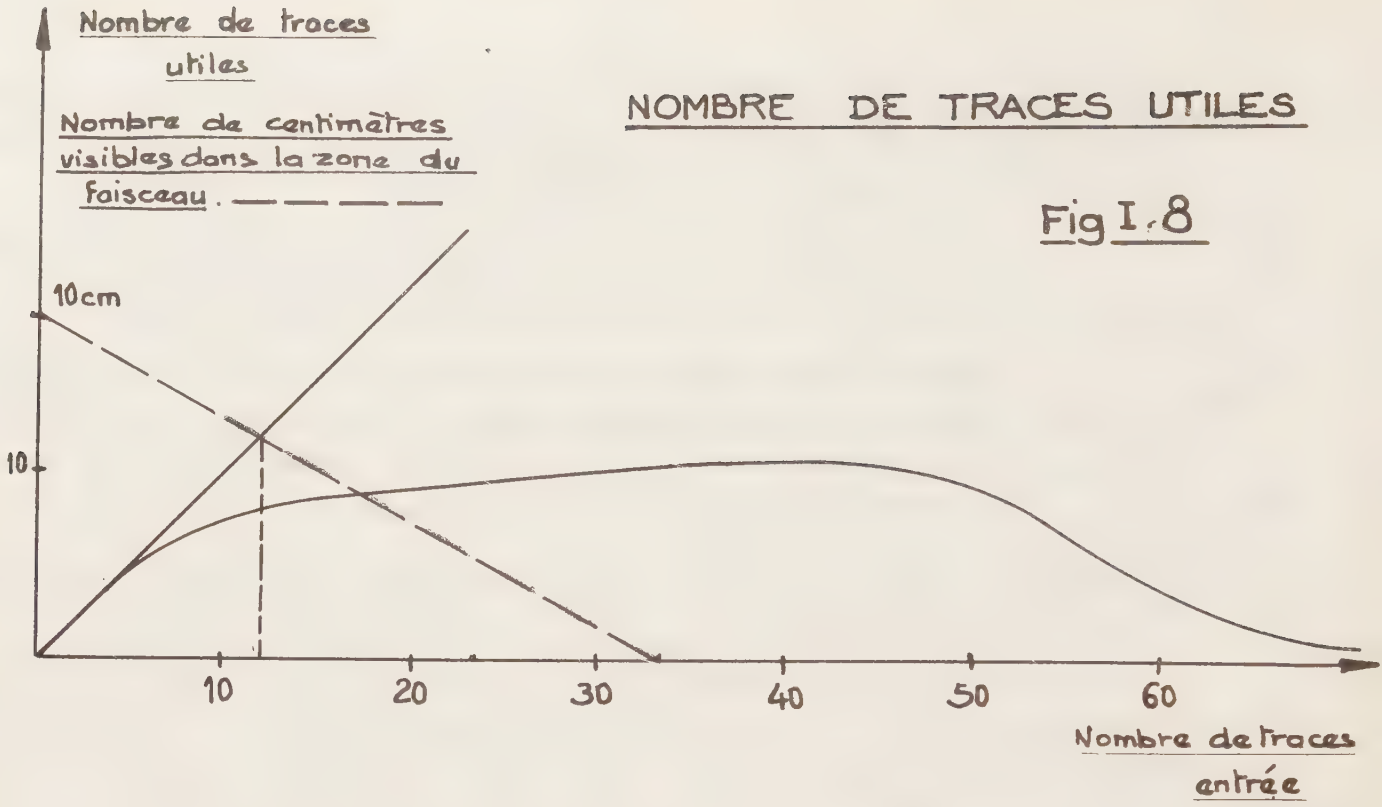
Supposons cet étalement maximum (10 cm) et essayaons d'apprécier le nombre optimum de traces à admettre dans la chambre. Une trace "utile" sera une trace qui nous intéresse, mais qui n'est pas confondue avec une autre trace : la probabilité pour qu'une trace entrée soit utile est $(\frac{100 - 3}{100})^n = (0,97)^n$ si n est le nombre de traces. Le nombre de traces utiles par photographie est donc : $n \times (0,97)^n$, courbe qui est tracée fig. I - 8. Nous voyons que, théoriquement, pour un étalement de 10 cm dans la CBH 81, le maximum de traces utiles est de 11 et ne peut être réalisé qu'avec une quarantaine de traces.

$$Y = n\,(0,97)^n \qquad \frac{d\,Y}{d\,n} = (0,97)^n \left|1 + n \log (0,97)\right| = 0$$

$$n = 42$$

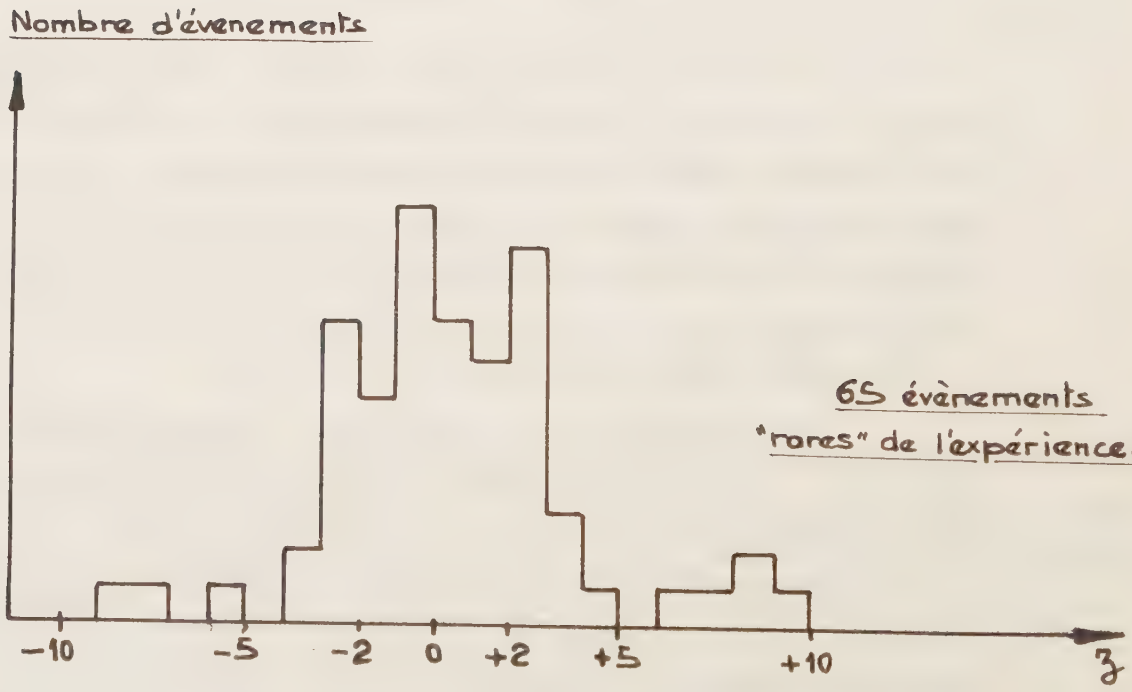
Pratiquement, seul le début de cette courbe nous intéresse car, une fois l'interaction détectée il faut mesurer les secondaires, donc les voir, notamment dans la zone d'étalement du faisceau (10 cm). Nous supposerons que pour bien repérer des points des traces secondaires dans cette zone il faut que le faisceau ne couvre que deux tiers des 10 cm soit 6,7 cm : il nous faut donc $10 - n \times 0,3 = 6,7$ soit environ 12 traces. Avec 12 traces, il n'y aura que 9 traces utiles par vue.

Avec l'étalement en z du faisceau (perpendiculaire à son plan vertical (fig. I - 9))il sera possible de détecter au dépouillement les trois traces confondues avec d'autres. A la mesure, le pointé ne sera correct que si l'opérateur repère bien l'interaction à l'aide de deux autres vues, chose possible en cas de secondaires chargés. Dans le cas où il n'y a pas de tel secondaire chargé cette interaction ne sera pas mesurable (cas très rare si nous n'avons que trois traces mauvaises par vue).



NOMBRE DE TRACES UTILES

Fig I.8



ETALEMENT EN z DES TRACES DANS LA CHAMBRE

Fig I 9

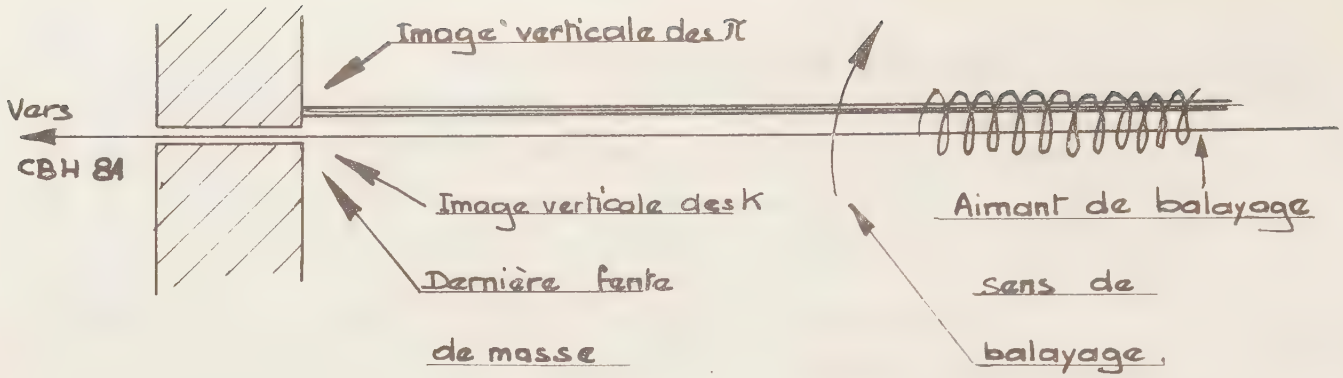
Ainsi en supposant inutilisable tout cliché de plus de 12 traces nous gagnerons un nombre total de traces très important en nous limitant volotairement à 12 car nous pourrons régler le faisceau de façon que le nombre moyen de particules par cycle soit justement 12. Aucun cliché ne sera perdu et la plupart auront le nombre de traces maximum.

La limitation se fait par un aimant de coupure (kicker magnet) déclenché par un comptage à présélection. Cet aimant est constitué par une bobine longue d'un mètre, dans laquelle on décharge une forte capacité rechargée après chaque cycle de machine. Pour diminuer la longueur du faisceau, cet aimant est placé avant la fente de masse. Son branchement a été fait pour que le faisceau de K^- soit balayé en dehors de la fente sans que celui des π^- ne la croise pour éviter qu'un π^- n'arrive dans la chambre au cours du balayage (fig. I - 10).

Les traces parasites, facilement reconnaissables par leur courbure peuvent provoquer en particulier des désintégrations de particules neutres dans la zone visible et gêner l'observation en général.

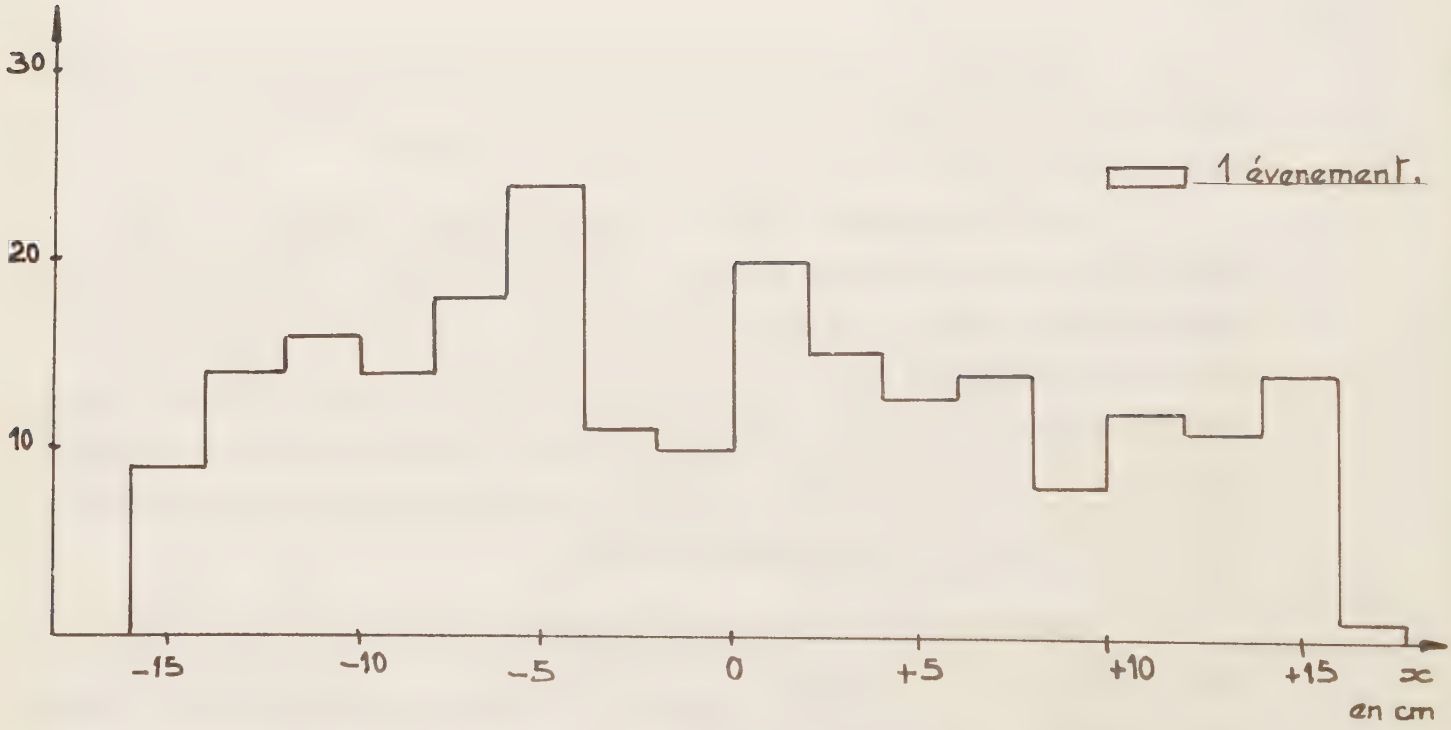
Elles proviennent soit des interactions des π^- dans le cuivre autour de la fente de masse, soit de μ^- produit par des π^- se désintégrant près des cibles dans la direction de la chambre. Pour les premières, un aimant à champ vertical situé entre la fente de masse et la chambre fait une dernière analyse en quantité de mouvement et balaye en général tous les secondaires. Pour les autres, des blocs de plomb sont installés très près du tube à vide de l'accélérateur, dans la direction de la chambre pour absorber les π^- avant leur désintégration en μ^-.

Enfin pour protéger la chambre, qui est un détecteur très sensible de la radioactivité ambiante, une casemate en béton est construite tout autour et dessus. De plus cette casemate sert de zone de sécurité pour l'hydrogène.



SCHEMA DANS UN PLAN VERTICAL DE L'AIMANT DE BALAYAGE

Fig I 10



HISTOGRAMME DE L'ABSCISSE DU POINT DE PRODUCTION DU K^0_1 DANS LES INTERACTIONS

$K^- p \longrightarrow K^0_1$ + neutres

Fig I 11

3 - 2 - Qualités optiques des photographies.

La qualité principale est le maximum de volume visible pour les trois caméras. Elle dépend de deux paramètres, d'une part la position relative des caméras par rapport à la chambre, et d'autre part l'éclairement d'un volume maximum. Ces deux grandeurs sont limitées par la taille des puits d'accès à la chambre à travers les culasses de l'aimant. En effet, le champ étant horizontal, c'est à l'endroit où le fer des culasses serait le plus efficace que l'on est obligé de l'enlever pour éclairer et photographier les traces parallèlement au champ.

La position des caméras, fixée au 1/100 de mm permet de mesurer dans un volume égal à 80 % du volume total. Nous avons laissé libre la position des flashes éclairant ce volume à cause de la possibilité de changement des lentilles ou d'un déplacement des axes optiques des condenseurs au moment des remontages. A chaque montage, nous sommes obligés de régler à nouveau les flashes en position en jouant sur six paramètres (x, z et θ pour chaque flash) (fig. I - 4). Ce réglage qui doit être effectuer au millimètre et à 2 degrés d'angle près est long car il faut prendre et développer des photographies avec les trois caméras après chaque essai. Ainsi, pour notre expérience nous avons pu obtenir 63 cm de longueur moyenne de traces. Au centre nous avions une légère décroissance d'intensité qui, si on voyait toutes les bulles à l'oeil, a entraîné quand même une légère perte d'efficacité à la mesure dans cette zone. La figure I - 11, montre la distribution de l'abscisse du point de production dans les événements à un K^0_1 vu (réactions K^0 n ou K^0 Ξ^0 par exemple). L'abscisse de la décroissance d'éclairement se situe vers - 3 cm.

Le manque d'événement dans cette zone s'explique par le fait que même si nous voyons le K^0 et la trace incidente s'interrompre, l'extrémité de cette trace, point de production du K^0, est mal vue et mal mesurée dans cette zone. Le programme de cinématique n'a pu associer le K^0 avec le point mal mesuré et il y a donc une perte dans cette zone.

Les autres qualités optiques attendues sont le contraste, la visibilité des traces et des marques fiducielles. La taille des bulles dépend du temps dont on les laisse grossir avant de les photographier (retard des

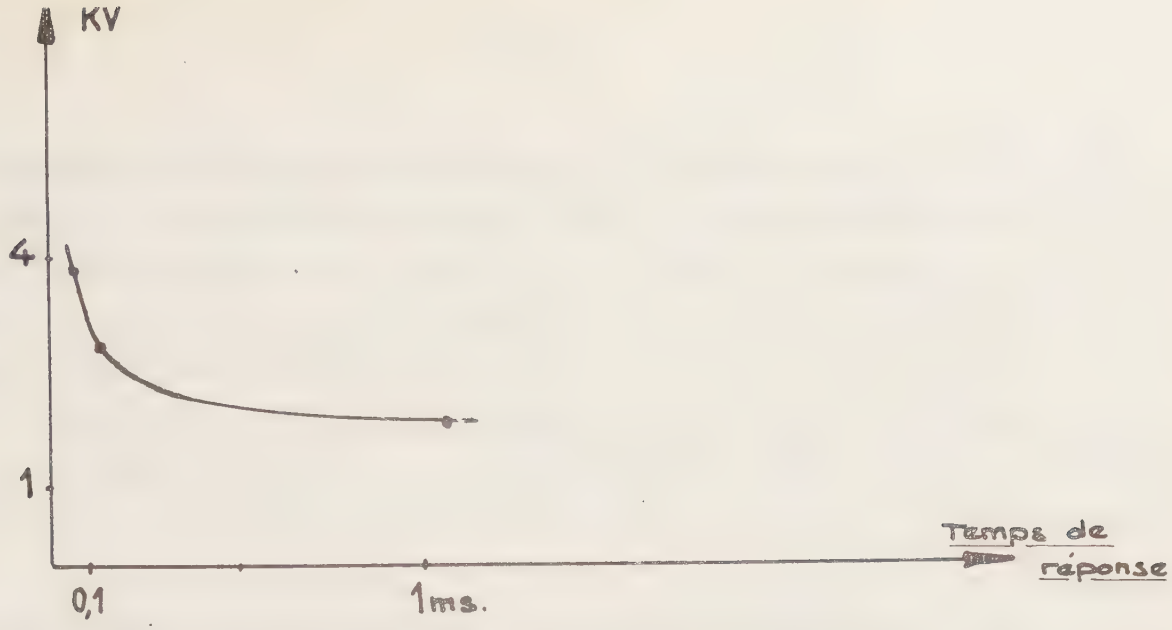
flashes) ; le compromis se situe entre des bulles trop fines et peu visibles (5 à 10 µ) et des bulles trop grosses et qui ont commencé à se disperser autour des traces.

Si l'image du flash à travers la bulle est inférieure à la tache de diffraction (30µ) la bulle est alors trop fine. Si elle est supérieure à cette tache, nous avons une imprécision. Si la bulle est trop grosse (1 à 2 mm), les réflexions totales donnent aussi des taches de 30µ ; c'est le phénomène de dédoublement des traces. Si l'instant du passage des particules est connu à 100µs près, on peut régler le "retard flash" à 0,5 ms, mais en fait l'étalement du faisceau dans le temps (0,5 à 1 ms) est très grand aussi il nous faut augmenter le "retard flash" à 1 ms, donc travailler à une température plus chaude. Il convient de noter que la dénomination "retard flash" comprend le retard de la commande plus le temps de réponse des flashes. En effet, ce temps de réponse varie beaucoup avec la haute tension appliquée aux flashes (fig. I - 12) et avec le nombre de coup auquel ils ont déjà fonctionné (car nous n'avons pas de réglage de la tension de déclenchement par ionisation). La puissance lumineuse est fonction de la haute tension, aussi y a-t-il un difficile compromis à trouver entre le temps de réponse minimum, l'âge du flash et la puissance lumineuse voulue.

Nous utilisons des flashes Siemens, dont la durée de vie est de l'ordre de 100 000 coups et la durée de notre éclair de 20 µs. Mais il arrive qu'un flash vieillisse brutalement, en quelques centaines de coups.

Sur les photographies de la fig. I - 13, nous avons réglé le retard de la commande du flash d'entrée à 1 ms. Le flash de sortie, qui vieillissait, avait une tension de déclenchement fixe, devenant pour lui de plus en plus faible et son temps de réponse de plus en plus long. Nous les apprécions à 5, 10 et 100 ms.

La taille des bulles étant ainsi définie, nous pouvons régler le contraste en jouant sur la puissance lumineuse. Le film choisi était du Kodak plus X ; c'est sur cette puissance que l'on peut jouer pour faire apparaître les marques fiducielles dessinées sur les glaces. Pour être visible sous tous les angles, nous avons fait graver sur les glaces des points alignés formant ainsi un ensemble de petites demi sphères réfléchissant la lumière. Ce procédé s'est avéré plus efficace que les traits qui étaient gravés précédemment.



TEMPS DE REPONSE EN FONCTION

DE LA HAUTE TENSION APPLIQUEE

Fig I 12

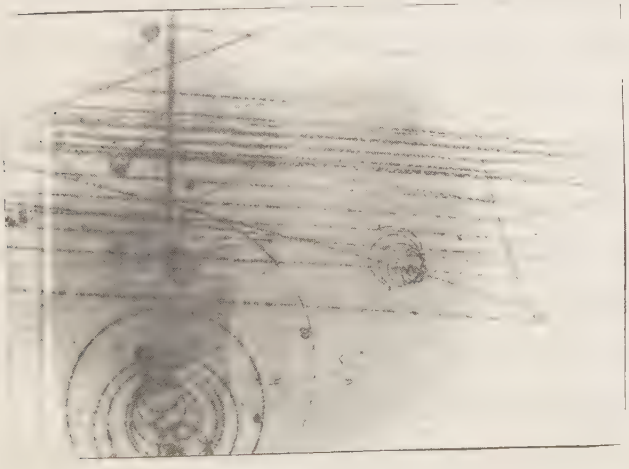


Fig. I - 13

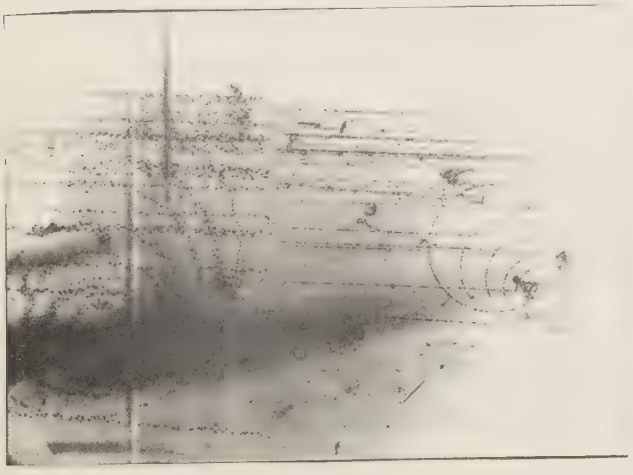
VIEILLISSEMENT D'UN FLASH

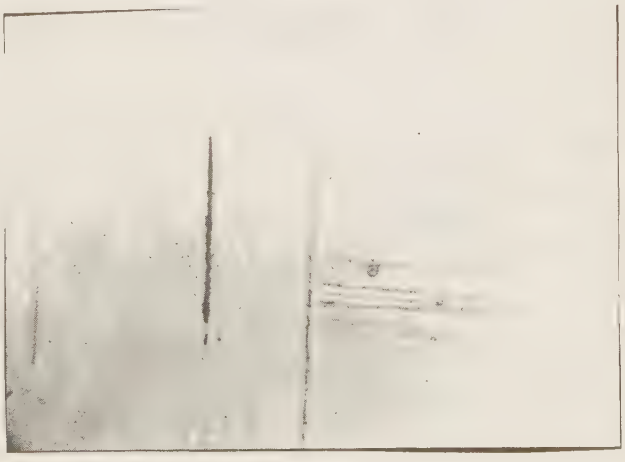
Retard du flash de droite : 1ms.

Retard du flash de gauche : 5ms.

10ms.

100ms.





Malheureusement le contraste est aussi lié à un phénomène dont nous sommes peu maître, qui est la formation de voile sur les glaces ou sur les hublots. Le voile le plus fréquent ne se forme qu'après 10 à 15 jours de mise en froid ; il est formé d'azote solide provenant de petites fuites des circuits d'azote liquide ou de fuites de l'enceinte à vide. Il disparait en réchauffant la chambre à 100° K, les circulations d'azote des écrans et du piège étant maintenues ; mais après ce nettoyage, il revient rapidement car l'azote s'est piégé au voisinage des glaces à l'intérieur même des écrans.

Les autres causes de voile sont l'huile des pompes à vide qui remonte en cas de disjonction générale des circuits électriques, malgré les systèmes de sécurité fermant rapidement les vannes. Quelquefois, des cristaux d'azote apparaissent en suspension dans l'hydrogène liquide. Ce trouble de l'hydrogène liquide est dû en général à un rinçage à l'hydrogène gazeux d'une bouteille avant le remplissage liquide ou à une fausse manoeuvre du circuit de pompage de la chambre. Ce trouble est fréquent avec le deutérium car si ce dernier est garanti pur à 99,9 % pour l'hydrogène, il reste très impur en azote.

C'est la lutte contre la formation de ces voiles qui rend la technique de la chambre à hydrogène très compliquée. Chaque circuit est souvent doublé pour permettre de réparer un incident sans avoir à réchauffer la chambre (30 h pour la refroidir à la température de 20° K et 52 h pour la réchauffer sans la salir) la manipulation des vannes demande du soin car une simple fausse manoeuvre peut arrêter la chambre pour 3 ou 4 jours.

3 - 3 - Précision pour la reconstruction géométrique.

Elle dépend de deux facteurs, la connaissance parfaite de la géométrie de la chambre et de son système optique, et la connaissance du champ magnétique. L'usure ou les défauts de montage entraînent des incertitudes dans la connaissance géométrique de la chambre. Les programmes de reconstruction géométrique tiennent compte de ces incertitudes par des formules d'erreurs. Ces dernières ont été longuement étudiés par J. Badier dans sa thèse (réf. 4) et nous nous bornerons ici à montrer comment nous devons garantir

que ces incertitudes restent dans les limites des tolérances. Il s'agit de repérer un point de la chambre à 0,1 mm près par rapport au plan de référence.

- Connaissance géométrique

Le plan de référence est la plaque supportant les caméras. Cette plaque est fixée au 1/100 de mm à un bloc invariant comprenant les culasses et l'enceinte à vide. La difficulté consiste à garantir la parallélisme de tous les plans optiques, les distances parallélement à ce plan, variables en fonction de la température ne sont mesurées qu'avant la prise de vue.

Les réglages se font dans l'ordre suivant :

Montage du bloc de chambre suspendu par la détente parallélement au plan de référence : c'est l'opération la plus délicate, car cet ensemble pesant 1,2 tonne repose sur une porté de 60 cm de diamètre assurant l'étanchéité air-vide par un joint torique. Les mouvements de rotations sont donc difficiles à contrôler.

Heureusement cette opération est rare (démontage du piston froid) et avait été réussie à 10^{-3} radians prés avant les expériences de K^-.

Une fois le bloc de chambre mis en place, par construction les portées des glaces (vers l'extérieur de la chambre), des hublots sont garanties à 0,1 mm. Les glaces et les hublots sont construits en borosilicate de 1° choix dans lequel l homogénéité de l'indice a été garantie à 10^{-4} et les surfaces ont été polies aux franges (4 franges dans un diamètre de 20 cm). La deuxième opération délicate consiste à connaître les positions exactes des glaces en supposant qu'elles restent parallèles au plan de référence ce qui nous donnera l'épaisseur réelle de la chambre à froid et sa distance au plan de référence. Pour cela il faut mesurer l'épaisseur du bloc de chambre, des butées fixes des glaces, des cales, en déduire les épaisseurs à la température de l'hydrogène liquide. Les variations au cours des changements de température sont absorbées par le joint gonflable (fig. I - 14).

Entre les défauts de construction et de positionnement à chaud puis à froid le parallélisme peut être entaché d'une erreur de 10^{-2} radians en angle et

de 0,2 mm en position (sur l'axe normal au plan de référence). Il nous reste alors à froid à vérifier à l'aide d'une lunette autocollimatrice la parallélisme de toutes les surfaces optiques et à mesurer les déplacements parallèles au plan de référence. Ces positions sont mesurées à 0,2 mm près, la principale erreur étant due à la définition d'un point comme intersection des deux branches d'une croix.

Les caméras et leurs objectifs sont placés sur la plaque référence à 0,01 mm près. Les distances entre les axes optiques des objectifs sont mesurées à 0,01 mm près, en tenant compte de la non coïncidence de l'axe optique et de l'axe géométrique de rotation de mise au point de l'objectif. Les pressefilms sont construits aussi à 0,01 mm près mais ils sont soumis à des efforts au changement de film et après 2000000 de photographies nous ne pouvons espérer mieux que 0,1 mm. La difficulté posée par les pressefilms concerne l'aspiration du film par la trompe à air. Cette aspiration se fait par des fentes et des petits trous qui peuvent se boucher par la poussière fine arrachée au film pendant le transport de film ; ceci arrive pour des films à support faible et peu épais comme l'Ilford. En résumé les plans sont garantis parallèles à 10^{-2} radian près et les positions à 0,2 mm.

Maintenant que nous avons mesuré et garanti dans la limite des tolérances les positions géométriques il nous faut connaître deux paramètres essentiels pour la reconstruction géométrique ; l'indice de l'hydrogène liquide et le champ magnétique.

La valeur de l'indice est mesurée relativement en reconstruisant la position des marques fiducielles sur des photographies de la chambre vide et de la chambre pleine. Les variations de l'indice entre deux instants et deux points de la chambre sont liées aux variations de densité de l'hydrogène donc de température que nous étudierons au paragraphe suivant.

A 26° K, pour $\lambda = 4500$ Å l'indice est égal à $1{,}1009 \pm 2 \times 10^{-4}$.

Le poids spécifique de l'hydrogène liquide était 0,0623 g/cm^3.

- Champ mangétique

La valeur en un point référence du champ magnétique est mesurée par la différence de potentiel aux bornes d'une résistance très faible montée en série avec l'aimant. Cette mesure est faite pour chaque film avec un galvanomètre et un pont de Wheatstone de précision. De plus un autre galvano-

mètre monté en permanence sur un autre pont éclaire des cellules permettant ainsi une lecture relative à tout instant de la valeur, et de déclencher un système d'alarme en cas de variation trop grande du champ ($3x10^{-3}$) La précision de cette mesure est plus mauvaise à cause des variations du pont et de l'alimentation stabilisée au cours du temps. Nous marquions la valeur à $3x10^{-4}$ mais en fait la mesure n'était bonne qu'à 10^{-3}.

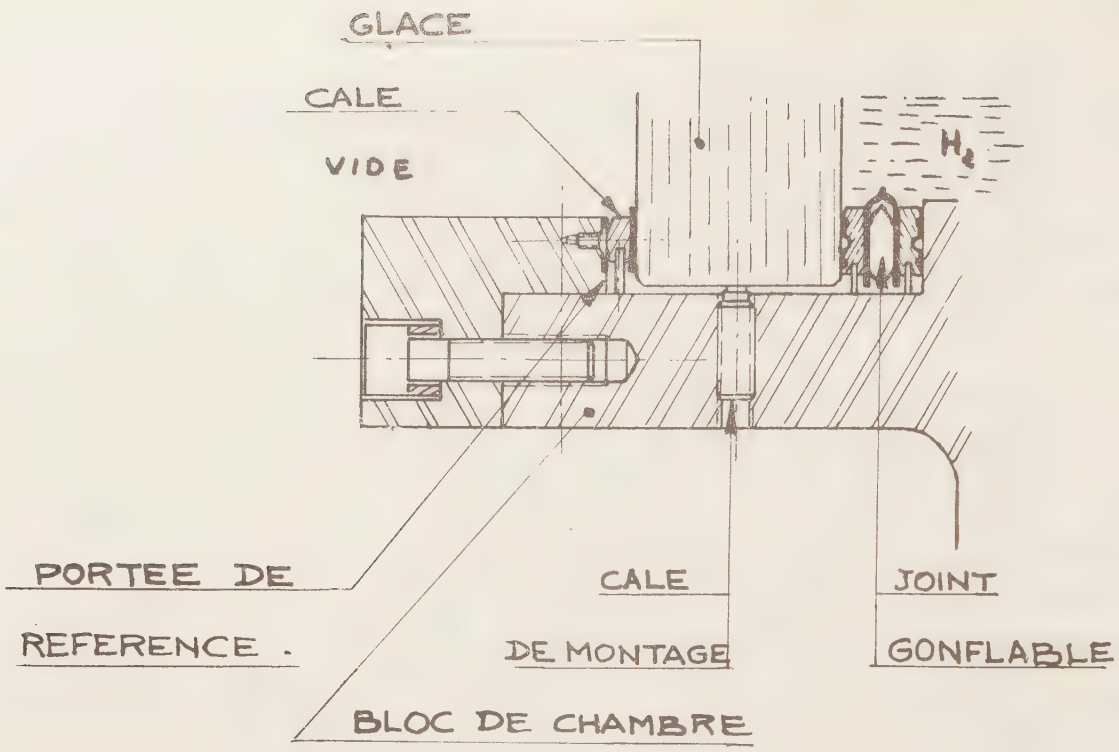
La carte du champ comprenant 1440 points de mesure à $3x10^{-3}$ a été établie en 1961 . Elle a été faite sans le corps de chambre (en aluminium), à l'aide d'une sonde de Hall supportée par un bras vertical monté sur deux chariots pouvant se déplacer l'un parallèlement et l'autre normalement au plan de référence. N'ayant pas été refaite depuis, le travail principal était d'assurer constantes les positions des métaux pouvant modifier le champ dans la chambre. Par exemple le changement du laiton par de l'acier dans les joints gonflables devait modifier le champ magnétique dans la chambre prés de ces joints : 10^{-4} à 3 cm et 10^{-3} à 1 cm. Pour notre expérience nous avons gardé les anciens joints, attendant d'avoir le temps de refaire une carte pour les changer.

La stabilité des génératrices continues du CERN alimentant notre aimant est telle que nous avons admis une valeur constante du champ pour toute l'expérience (erreur < 10^{-3}).

3 - 4 - Ionisation

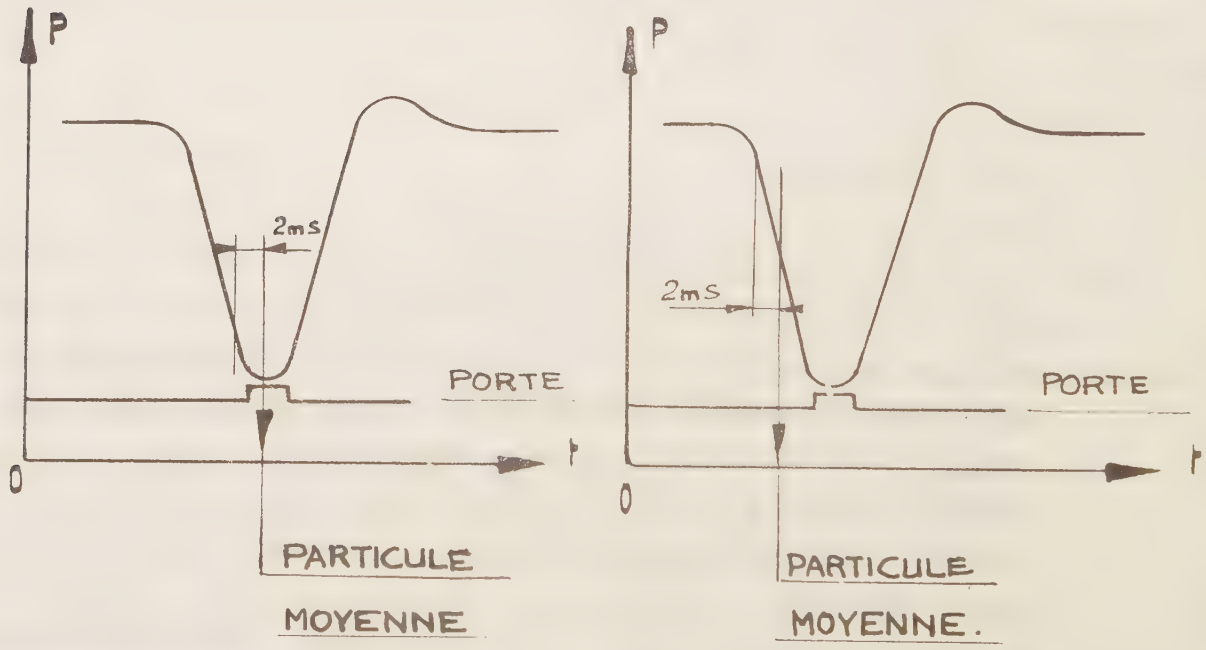
La mesure de l'ionisation des traces se fait par comptage des bulles, nous verrons au chapitre III comment cette mesure est faite mais déjà nous savons que pour notre expérience nous ne ferons que des mesures relatives pour certains événements et non sur un lot complet. Il faut donc que, pour une photographie donnée, nous puissions compter le nombre de bulles sur la trace à tester et sur une trace de comparaison ayant l'ionisation + 1. Pour une variation de pression donnée Δp dans la chambre nous devons savoir si l'ionisation peut varier d'une trace à l'autre (problème de temps) et sur une trace d'un point à l'autre (problème d'homogénéité).

Supposons que la particule moyenne (dans le temps) du faisceau arrive au creux de la détente (pression minimum) ; si une particule par-



MONTAGE D'ETANCHEITE DES GLACES

Fig I 14



TEMPS DE PASSAGE DES PARTICULES PAR RAPPORT A LA VARIATION DE PRESSION

Fig I 15

ticule arrive 2 ms avant, la variation de pression entre les deux passages est de l'ordre de 0,2 Kg ce qui entraîne une variation d'ionisation minimum de 15 % (fig. I - 15).

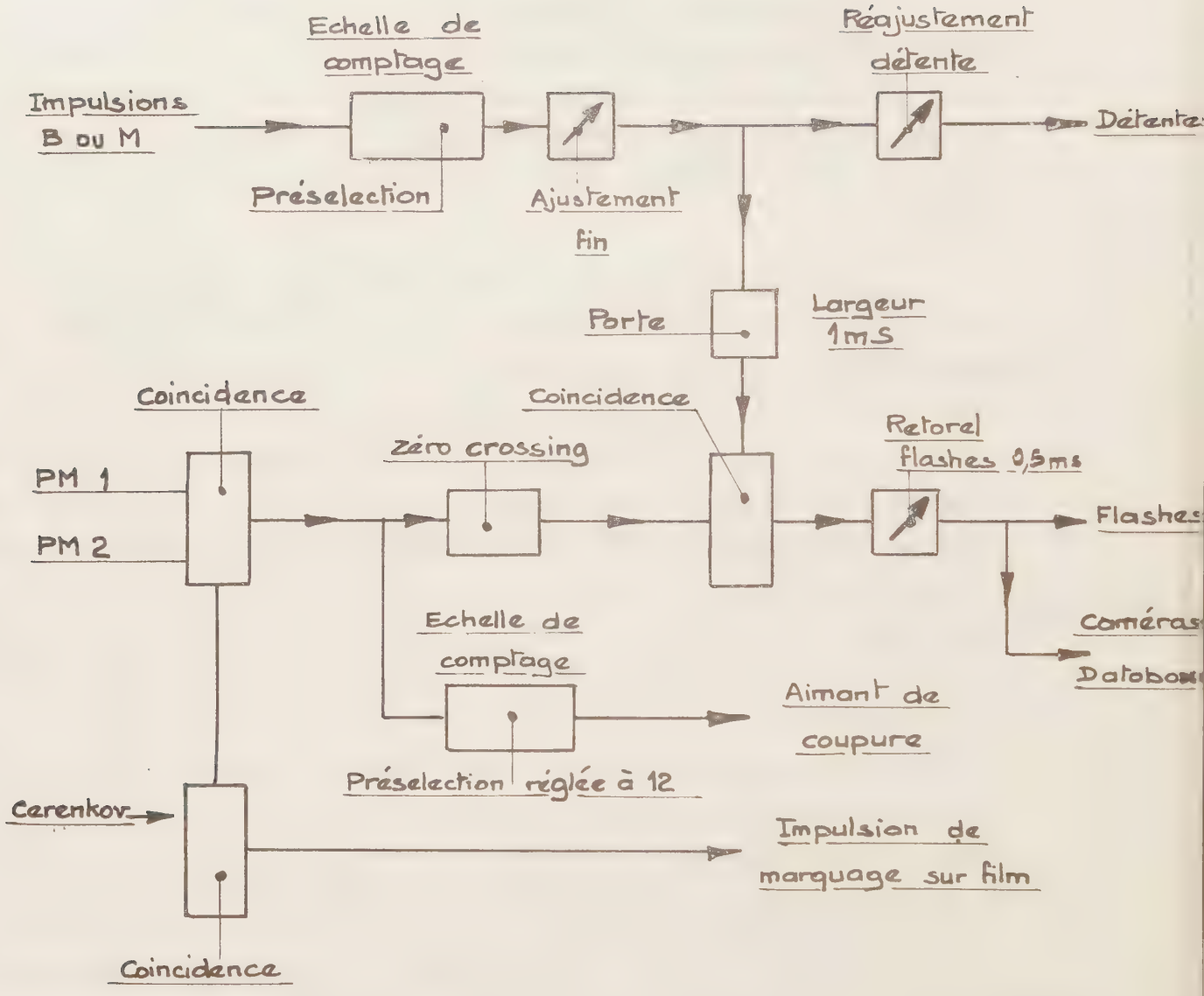
Si maintenant la particule moyenne arrive quand la variation de détente est maximum c'est-à-dire environ 5 ms avant le creux de détente, alors une variation de 2 ms peut correspondre à un Δp de 1,5 kg et le nombre de bulles peut être divisé par 5. Il est donc indispensable que le faisceau soit groupé (étalement < 1 ms) et qu'il arrive bien dans le creux de la détente.

D'un cycle à l'autre la variation du temps séparant l'injection des protons dans le PS et l'arrivée des K^- dans la chambre, par rapport au temps universel peut être due à des instabilités de la génératrice de l'aimant du PS et des instabilités de mise en place mécanique de la cible.

Pour éviter les premières la solution consiste à utiliser le temps propre de la génératrice de l'aimant. Chaque fois que la génératrice a fait 10 tours ou chaque fois que le champ magnétique est monté de 10 gauss dans l'unité de référence de l'aimant du PS des impulsions sont fabriquées et distribuées aux utilisateurs. Notamment toutes les commandes de mise en place des cibles utilisent ces impulsions M ou B. Le démarrage de la détente avant l'arrivée des particules demande un préavis d'environ 30 ms.

Ce préavis est donné par une échelle de comptage d'impulsion B ou M à présélection. Une porte ajustable est fabriquée et doit être maintenue dans le creux de détente par le chef de poste de la chambre. La coïncidence de deux compteurs du faisceau donne une impulsion qui déclenche les flashes et la prise de vue si elle arrive dans la porte (fig. I - 16). Ainsi la photographie n'est pas prise si les particules n'arrivent pas ou avec trop de retard. La surveillance principale se fait donc sur les variations du temps de réponse de la détente, variations qui en temps normal ne dépassent jamais 0,05 ms mais qui peuvent augmenter avec l'usure des vannes. En fait en changeant systématiquement les vannes de pilotage et les vannes d'admission tous les 300000 détentes nous n'avons plus jamais de variation importante.

En général les instabilités de la cible sont de l'ordre de 0,1 à 0,3 ms. Elles sont diminuées si on dévie le faisceau interne sur la cible par des petits aimants ou des perturbations sur le champ de l'aimant principal.



SCHEMA DE L'ELECTRONIQUE DE DECLENCHEMENT

Fig I 16

Le manque d'homogénéité de la température du volume d'hydrogène peut être dû soit à des variations de régulation thermique d'un côté ou de l'autre du "bain marie" soit aux tourbillons formés par la détente précédente avec les grosses bulles qui se recondensent. Le "bain marie" est maintenu à température constante en pressurisant un réservoir qui le surmonte. Le bas de ce réservoir est relié au bas du "bain marie" et le haut du "bain marie" débouche dans le milieu du réservoir. La circulation du liquide et des bulles formées au contact de la chambre se fait de façon différente suivant le niveau du liquide dans le réservoir. Notamment le liquide du "bain marie" est plus homogène si le réservoir est presque plein.

Dans le système primitif de régulation de la pression du réservoir, nous échappions à pression constante le gaz formé et le niveau du liquide baissait jusqu'au minimum, en 40 minutes (ce qui correspond à une variation de volume de 12 l environ); à ce moment nous le remplissions par gravitation avec du liquide à la même température, situé dans un réservoir au-dessus. Ceci entraînait au cours du cycle de 40 mn des variations de température dans la chambre surtout en hauteur, variations presque négligeables en fonctionnement à l'hydrogène mais catastrophiques en fonctionnement au deutérium car le haut de la chambre prenait 3 à 4° K de différence et il se formait une poche de gaz sous le piston.

Dans le nouveau système de régulation de la pression du "bain marie" le gaz formé monte en pression, de 40 g environ, actionne alors un pressostat ouvrant la vanne d'un liquéfacteur situé dans le réservoir au-dessus. La variation de pression est de 40 g, la variation de niveau négligeable surtout si le réservoir est presque plein (car le volume de gaz au-dessus est faible), la variation de température au cours du cycle (de l'ordre de 5 à 10 s) est nulle.

La variation de température d'un point à un autre de la chambre est due au gradiant naturel de hauteur ou à l'effet entrée-sortie de la chambre, le "bain marie" étant alimenté côté entrée ; cette variation est de l'ordre de 0,05° K mais peut monter à 0,1° K si le réservoir n'est pas bien rempli. Une variation de 0,1° K entraîne une variation de 7 % du nombre de bulles le long de la trace. La température de la chambre est fixée en général vers 25,5° K à 0,05° K prés avec des fluctuations de 0,15° K. Les variations

relatives de densité sont de l'ordre de 10^{-3} entraînant des variations d'indice de 3×10^{-4} et de reconstruction de 0,1 mm pour 300 mm d'épaisseur.

Pour atténuer les tourbillons la forme de la chambre a été étudiée (fond, ailettes). Nous avons pu voir par strioscopie à travers l'hydrogène la formation de tourbillon à l'endroit de la disparition des bulles formées aux joints des glaces. La variation de température à l'intérieur de ces tourbillons de 5 cm de diamètre environ, est de l'ordre de 1° K (variation d'indice de $2,5 \times 10^{-3}$). Ils se déplacent à quelques cm/s et n'ont donc pas d'effet de déplacement sur les traces dont la vie est de une milliseconde (soit 0,04 mm en 1 ms). Le nombre de bulles des traces à l'intérieur de tel tourbillon ne varie pas de plus de 1 %. De plus ces tourbillons qui sont voisins des glaces rencontrent rarement des traces, mais un rayon lumineux les traversant subit une variation de 10^{-4} radian, changeant la position de l'image d'une bulle de 0,3 mm, leur taille et leur durée de vie peuvent être fortement diminuées en augmentant la surpression de la chambre.

En résumé la variation maximum du nombre de bulles le long d'une trace est inférieure à 8 %. Dans une mesure d'ionisation il est primordial de prendre une trace référence de même âge que la trace à tester par exemple la trace incidente de l'interaction à étudier.

3 - 5 - Nombre de photographies

Le dernier facteur important pour réussir une expérience est d'obtenir le maximum de prise de vues pendant la période attribuée à l'expérience par le comité des chambres à traces.

Actuellement, le taux de répétition maximum de la CBH 81 est d'un cliché par seconde. En supposant qu'il soit possible de faire entrer des particules à n'importe quel instant quel serait le taux maximum ?

A chaque détente il y a deux sortes de bulles formées : les bulles des traces et les bulles parasites formées par des aspérités (capteur, vanne G, joints des glaces). Les bulles des traces, formées au moment où la pression est minimum, croissent jusqu'à un diamètre de 200 μ et disparaissent en 50 ms, ce temps peut doubler si le taux de détente est tel que le nombre de bulles très grand fasse apparaître un phénomène d'agglutination des bulles.

Les bulles parasites apparaissent dès que la pression est inférieure à la pression de vapeur saturante à la température de travail et atteignent des diamètres de 300 à 500 μ. Elles disparaissent en un temps long, (200 ms à 1,5 s) fonction de la vitesse de recompression.

Dupoint de vue de la consommation dynamique en frigories, donc en hydrogène liquide, il est indispensable de réduire les bulles au plus vite. Cette consommation due en partie aux frottements du piston sur la chemise, est due aussi à la non réversibilité des phénomènes d'apparition et disparition des bulles. Car pour chaque bulle il se forme un petit doublet composé d'une zone froide (formée pendant la détente) et d'une zone chaude (formée à la recompression). Ces doublets s'annulent entre eux sur les parois de la chambre mais sans rendre le travail fourni pour les former.

Le système de détente étant réglé de façon à diminuer le temps de détente plus recompression à 20 ms, le temps de disparition des bulles parasites peut diminuer alors jusqu'à 80 ms en augmentant la surpression de la chambre de 3 ou 4 atmosphères ; ce qui est un maximum de pression supporté par la chambre. Le calcul et l'expérience montrent que la vitesse de disparition des bulles est fonction de la variation de pression totale et non de la surpression.

Donc, dans les conditions actuelles, la CBH 81 serait capable de faire une détente chaque 100 ms. Ces conditions de travail demanderaient sans doute une augmentation des échanges de chaleur au niveau du piston pour évacuer 10 fois plus de chaleur due au frottement. La construction de caméras rapides serait alors indispensable.

Actuellement, les conditions de travail du synchrotron du CERN nous limite à un cycle par seconde. Le seul facteur pouvant augmenter notre nombre de photographies est donc une utilisation plus complète de tous les cycles de la machine.

Il faut pour cela diminuer au maximum le taux de panne et à chaque fin de film changer très vite les caméras. Un des meilleurs rendements fut obtenu entre le 5 et 8 décembre 1963 sur 58 heures : nous avons pris 116.000 clichés, utilisant 84 % des cycles du PS, 4 % étant perdu à changer les caméras et 3 % à régler les flashes. Le reste étant perdu par des réglages de faisceau ou des mauvaises injections des protons dans le PS.

Nous avons donc parcouru l'essentiel des paramètres de la chambre à bulles. Il est évident que les réglages délicats engageant la précision de l'expérience et la sortie des résultats de physique sont rares sur la chambre à bulles. Ils sont de plus noyés dans toute une série de manipulations délicates et quelquefois dangereuses à cause de la puissance de l'aimant et de la présence d'hydrogène liquide. Le travail du jeune physicien, qui fut le mien pendant trois ans, près d'un appareil de ce genre, n'est pas difficile en soi, mais demande de s'ouvrir à toutes ces techniques très diverses (froid, aimant, vide, électronique) sans perdre de vue l'intérêt physique de l'instrument et la sécurité.

L'exploitation de la CEH 81 (réf. 7) a demandé, pour l'année 1963, la permanence d'un ingénieur, 3 agents techniques chef de poste et de 9 techniciens et ouvriers. Avec deux jeunes physiciens nous avons assurés la qualité des photographies prises, en aidant et en vérifiant les mesures importantes et en participant au fonctionnement de la chambre.

Le temps a été réparti en deux parties :

1 - Transport et installation du Hall Nord au Hall Sud du PS	4 semaines
Remplacement des réservoirs et gros entretien	7 -
Expériences techniques	5 -
total	16 semaines
2 - Expériences effectives (3472 heures obtenues)	17 semaines
Entretien et préparation des expériences	13 -
Vacances	6 -
total	36 semaines

Pendant les semaines sommées en 1, nous avons mis au point et remplacé le système de régulation thermique, modifié les tuyauteries pour la marche au deutérium, modifié les systèmes d'alimentation et de sécurité, mis au point une nouvelle "data box", boîte noire permettant d'inscrire sur le film le numéro du cliché en décimal et en binaire et des marques de repérage pour les appareils de mesure automatique des photographies.

Dans la 2ème partie, nous avons pris 1,7 million de clichés (dont 0,3 au deutérium et 0,9 de $K^{\pm}$ à 3 et 3,5 Gev/c).

Actuellement la CBH 81 a pris 4,6 millions de photographies à l'hydrogène et 1,6 millions de photographies au deutérium.

4 - CONDITIONS DE L'EXPERIENCE K^{-} DE 3 GEV/C - PREVISIONS POUR DES EXPERIENCES FUTURES

4 - 1 - Nombre de photographies de l'expérience K^{-}

Les clichés de K^{-} de 3 Gev/c ont été pris en trois expériences 11, 21, 31. Nous avons pris 337 rouleaux de 1050 à 1100 photographies soit environ 360.000 photographies suivant les expériences :

Expérience préliminaire	du 4 au 9 et du 20 au 22 février 1963	122 rouleaux
Expérience 21	du 26 au 28 octobre 1963	45 rouleaux
Expérience 31	du 5 au 10 décembre 1963	170 rouleaux

Sur ces 337 rouleaux, 2 de l'expérience 11 ont été pris sur film "adox" pour essai et n'ont pas été utilisés. Sur les 335 autres pris sur "Kodak plus X", 5 (2 + 1 + 2) n'ont pu être utilisé soit à cause d'un nombre de bulles trop faible, soit à cause d'un mauvais développement.

Nous avons donc partagé 330 rouleaux entre les laboratoires de la collaboration suivant le tableau I - 17.

La distribution des films s'est faite suivant le principe : 1 film pour Saclay, 1 pour l'Ecole Polytechnique, 1 pour Saclay 1 pour l'Ecole Polytechnique, 1 pour Amsterdam etc..

Le laboratoire de Bologne ne participant pas à la collaboration a eu les derniers films pour étudier spécialement les interactions à deux secondaires chargés visibles seulement.

Tableau de distribution des films de l'expérience K^- de 3 Gev/c

Expériences	11	21	31	total
Nombre de films pris	120	45	170	337
Nombre de films utilisés	118	44	168	330
Amsterdam	20	0	40	60
Saclay	49	20	56	125
Ecole Polytechnique	49	24	56	129
Bologne	0	0	16	16

Tableau I - 17

4 - 2 - Différences expérimentales entre les lots

Entre l'expérience préliminaire et l'expérience principale, les seuls changements importants furent la modification du système de régulation thermique de la chambre et l'amélioration des séparateurs électrostatiques.

Avec le nouveau système de régulation, la stabilité thermique étant plus grande, la qualité des photographies est restée bien constante au cours de la 3ème expérience. Malheureusement, pendant la 2ème expérience des pannes successives de machine, de faisceau et de chambre nous ont donné un lot très inhomogène.

Pour les séparateurs électrostatiques, il a été impossible pendant la première expérience préliminaire de pousser la très haute tension des plaques, ce qui eût pour effet de rapprocher les images de π^- et de K^- et de diminuer la séparation. Pour abaisser la contamination à des valeurs raisonnables, la fente de masse a dû être resserrée, ce qui diminua à

5 ± 2 le nombre de K^- par cycle. Pour les deux autres expériences, il a été possible de monter la haute tension des séparateurs à 40.000 V/cm et pour 10 K^- par cycle, la contamination a très fortement diminué. Cette différence entre les expériences est bien mise en évidence sur la figure I -18. Nous avons tracé les histogrammes des masses manquantes au carré à $\Lambda^\circ K^\circ$, dans des événements à 2 désintégrations de neutre visible. Pour une contamination de 10 %, en π^-, les réactions $K^- + p \to \Lambda^\circ K_1^\circ$ K° et $\pi^- + p \to \Lambda^\circ K^\circ$, doivent former des nombres analogues d'événements à 0 branche et 2 V°. Nous voyons donc bien un pic vers 0,25 GeV^2 qui correspond à un K° manquant mais dans la première expérience, l'accumulation vers 0 indique la présence de réactions dues à des π^-.

Nous résumons dans le tableau I - 19 le nombre de K^- par cycle et la contamination pour chaque expérience.

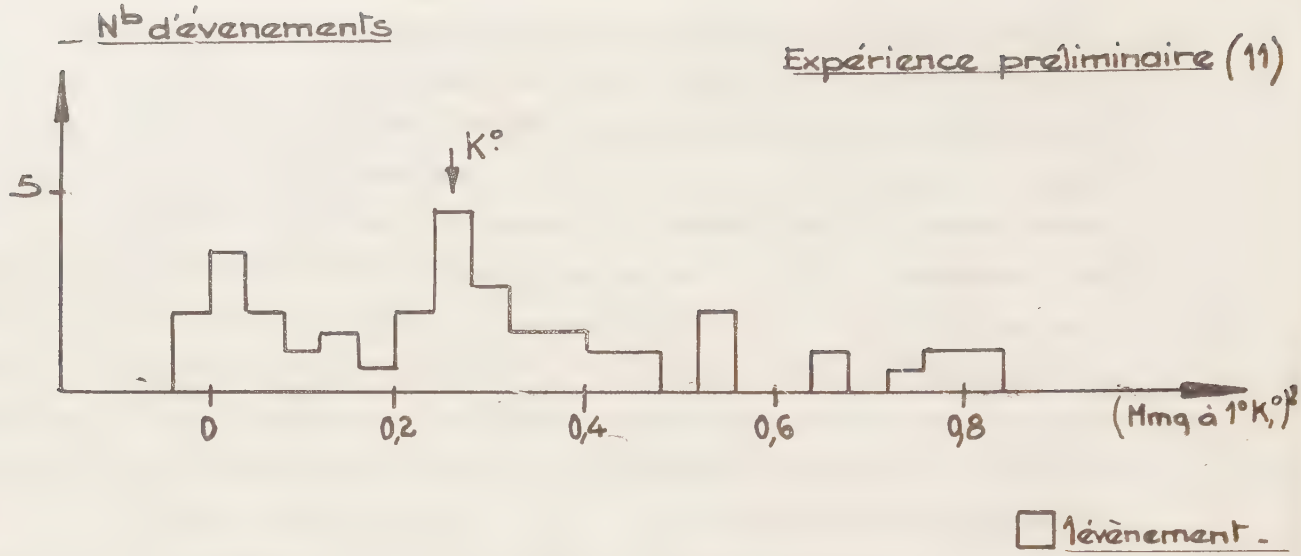
Entre chaque expérience la chambre a été demontée pour changer les glaces et nettoyer les lentilles du condenseur. Ceci entraîne la légère variation d'alignement de l'angle de la chambre et du faisceau (dip) angle mesuré à posteriori sur les photographies.

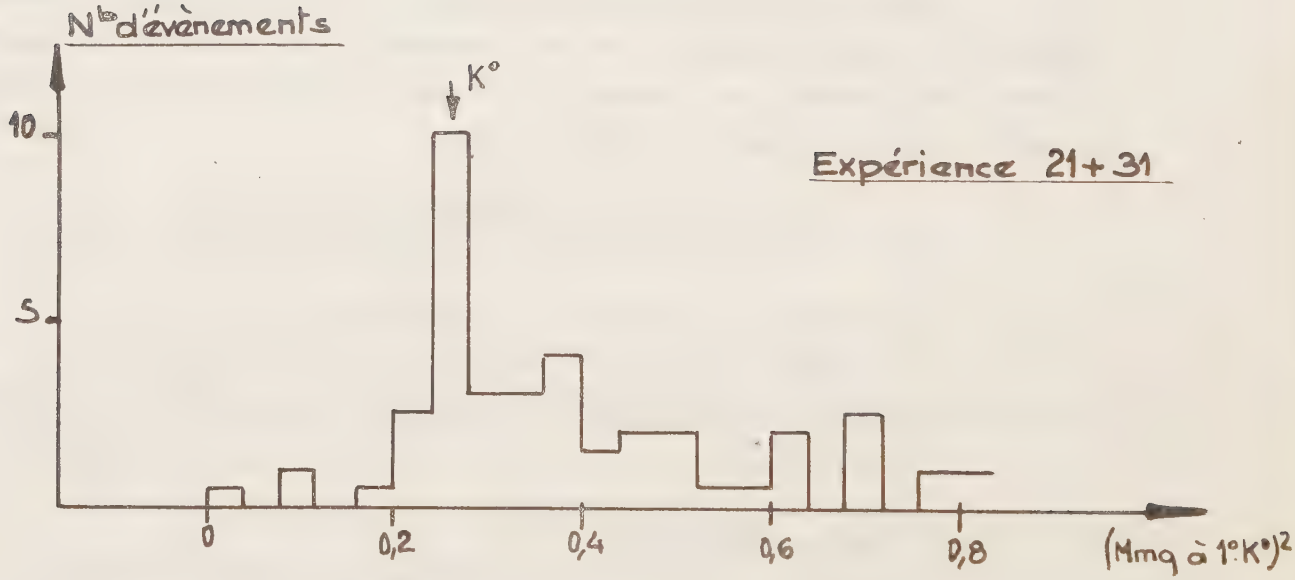
Tableau I - 19

	11 prélimin.	21	31	
Nombre de photographies	125.000	45.000	175.000	
Nombre de K^-/photo.	7 ± 3	$12 \pm {}^{0}_{2}$	$12 \pm {}^{0}_{2}$	*
Contamination totale	15 %	8 %	8 %	
Contamination en π^-	10 %	4 %	4 %	
$\vec{p}$	$p \pm 1$ %	$p \pm 0,3$ %	$p \pm 0,3$ %	
λ	0,0020	0,0030	0,0013	**

* à cause de l'aimant de balayage declenché dès qu'il y avait 12 particules dans la chambre.

** λ = "dip" = angle du plan vertical de symétrie de la chambre avec le plan vertical contenant la tangente en chaque point de la trace. Valeur mesurée à posteriori et due à une légère erreur d'alignement de la chambre.





HISTOGRAMMES DES MASSES MANQUANTES A 1°K° AU CARRÉ DANS LES 002 DANS L'HYPOTHESE K INCIDENT

Fig I. 18

4 - 3 - Expériences futures

Nous verrons à la fin des prochains chapitres que bien des résultats sur les baryons d'étrangeté - 1 restent incomplets et quelquefois très imprécis. Nous pouvons envisager de faire des expériences analogues, complétant celle-ci, de deux façons différentes. D'une part, dans un futur immédiat, en utilisant l'appareillage existant, nous pouvons nous demander quels sont les points à améliorer pour cette expérience (accordée par le Comité des Chambres à Traces du CERN, elle aura lieu vraisemblablement dans le dernier trimestre 1965). D'autre part, dans un futur plus lointain, nous pouvons nous demander quels détecteurs nous aimerions installer pour cette expérience.

Pour compléter notre expérience, nous verrons que les facteurs essentiels sont l'augmentation de la statistique, donc du nombre d'interactions, l'ouverture de voies nouvelles avec des neutrons pour cible, donc l'utilisation du deutérium. Deux autres facteurs pourront nous aider : contamination plus faible ou connue et longueur de visibilité des neutres (V^o et π^o) augmentée.

Futur immédiat

Seule actuellement la CBH 81 fonctionne au CERN avec du deutérium liquide : ceci nous limite donc dans la longueur de visibilité des neutres. L'accroissement de la statistique ne peut se faire actuellement qu'en augmentant le nombre d'heures du PS utilisées car pour l'instant il n'est pas possible de mettre en place les cibles deux fois par cycle ni de faire fonctionner les caméras de la chambre toutes les 0,3 seconde. Par contre, nous pouvons envisager d'utiliser des heures de Synchrotron à faible intensité (en parallèle avec d'autres expériences) mais, avec une contamination en π et μ plus forte et connue. Il faut pour cela résoudre deux problèmes construire un nouveau faisceau du type M3 pouvant utiliser qu'une partie des protons de la machine, le reste étant donné à d'autre faisceaux (problème de mise en place des différentes cibles) et construire pour ce faisceau un appareil pouvant désigner les π et μ dans un groupe restreint de particules. Le nouveau faisceau (M5) calculé par des physiciens du labora-

toire de l'Ecole Polytechnique a été construit en juin 1965 et pourra fournir soit 10 K^- de 3 Gev/c avec 15 % de l'intensité et 8 % de contamination soit des K^- avec 5 % de l'intensité et 50 % de contamination. L'appareil désignant la nature et la position des particules entrant dans la chambre est un hodoscope formé par un ensemble de 32 petits scintillateurs avec leurs photomultiplicateurs disposés en escaliers dans un plan vertical ; la séparation est de l'ordre de 3 mm dans l'hodoscope qui est placé pour avoir une séparation à l'entrée de la chambre de 5 mm. Une coïncidence générale est faite avec un compteur Cerenkov. Les canaux traversés par des π et μ seront ainsi désignés. Les particules du faisceau arrivent groupées dans un laps de temps de 0,3 ms. Au niveau de l'hodoscope la dispersion en hauteur sera de 70 mm environ ce qui rend inférieur à 1/100 la probabilité que 2 particules passent par le même canal au cours du même cycle de 0,3 ms.

Les canaux sont marqués par une impulsion mise dans un bloc de mémoires, lequel est enregistré sur bande magnétique par une IBM 7330 après chaque photographie. Dans ce bloc, nous pouvons inscrire 180 chiffres décimaux. Nous enregistrerons aussi le numéro du film et du cliché, la valeur du champ magnétique lue par un volmètre électronique, des données sur la température et la pression de la chambre, sur la détente et les flashes, sur le faisceau. Pour augmenter la sureté du système de détection des π nous avons envisagé de concentrer le faisceau en une image horizontale dans la chambre et de déplacer vers le haut chaque particule après l'autre. Connaissant la corrélation entre les positions dans l'hodoscope et dans la chambre, nous aurions ainsi deux informations sur un π (par exemple : qu'il est entré par le 7ème canal de l'hodoscope et qu'il est la 3ème à partir du bas). Ce déplacement pourrait être fait par une série d'aimants rapides. Pour l'instant ce projet est abandonné à cause du prix.

L'hodoscope et l'appareillage d'enregistrement construit et mis au point par l'équipe de la CBH 81 pourrait être mis en place dans tous les faisceaux et devant toutes les chambres à bulles. Il pourrait servir aussi à enregistrer la détection des γ ou des neutrons par des chambres à étincelles situées en arrière de la chambre.

Futur lointain

En utilisant un faisceau analogue au M5 nous pouvons nous demander quels types de détecteurs nous pourrions installer pour réaliser beaucoup mieux notre expérience.

Quel est la taille optimum de la chambre à bulle ?

Nous verrons que la quantité de mouvement moyenne des Ξ^- que nous étudierons est de 2 Gev/c. Soit q le poids d'un Ξ signé par son Λ^0; nous avons

$q = \frac{1}{1-e^{-\frac{Lp}{\lambda}}}$ avec Lp longueur potentielle et λ la valeur moyenne de L sans tenir compte des désintégrations neutres. $\lambda = \langle L \rangle = p \frac{c}{M} \tau = 6{,}75 \times p$ cm x Gev/c. La longueur potentielle pour une perte de 1 pour 10^K est égale à Lp = 18,2 Kp en cm si p en Gev et K sans dimension. D'où les courbes suivantes de la figure I - 20. Pour une chambre de 1,5 m, la perte des Ξ^- signés est inférieure à quelques pour mille.

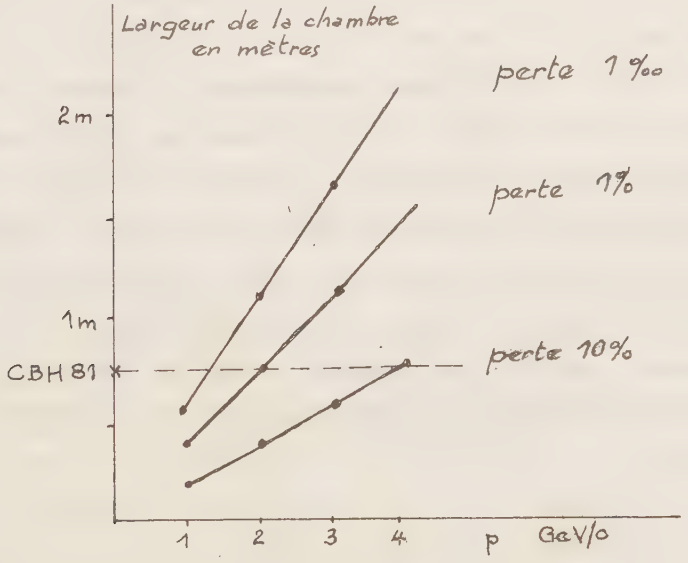


Fig I-20

Le problème est maintenant de matérialiser et détecter les γ des π^0 et les neutrons, en arrière de cette chambre de 1,5 m. Nous avons le choix entre, agrandir la chambre à plusieurs mètres de diamètre et monter des écrans de matérialisation en utilisant l'hydrogène comme détecteur ou monter ces écrans extérieurement à la chambre et détecter avec des chambres à étincelles. Quel que soit le système de détection utilisé, essayons de définir la matière, les épaisseurs et les agencements des plaques, optima pour matérialiser des γ, des neutrons en diminuant la diffusion des secondaires chargées pour mesurer leur $\vec{p}$.

Pour bien mesurer $\vec{p}$ nous devons reporter les plaques de matérialisation dans le volume de l'aimant. Les plaques dont l'épaisseur correspondra à 1/5 de longueur de radiation (2 cm d'Al ou 0,3 de Cu) seraient espacées par 20 cm environ. Les dernières plaques plus épaisses permettraient d'atteindre une épaisseur correspondant à 5 longueurs de radiation avec une vingtaine de plaques.

Avec cet agencement des plaques, nous pouvons prévoir nos deux systèmes de détection : hydrogène détendu ou système électronique. Dans les deux cas, le nombre de plaques doit être minimum pour photographier avec le minimum de caméras. Le système électronique présente l'avantage de pouvoir éventuellement détecter par d'autre moyens que la photographie (compteur à forme spéciale, système acoustique, système électronique par différence de temps...). Le système à hydrogène détendu est plus simple mais peut manquer de précision à cause des tourbillons entre les plaques, technique connue ne pouvant guère évaluer par rapport à la technique de repérage électronique. Nous n'entrerons pas, dans ce travail, dans la discussion entre des projets semblables prévus actuellement au CERN pour tous usages et toutes sortes d'expériences.

-:-

Dans cette partie nous avons présenté les appareillages utilisés pour notre expérience et principalement la CBH 81. Bien sûr les qualités généralement demandées aux clichés de la chambre à bulles sont les mêmes que celles que nous avons détaillées, mais il peut arriver que certaines expériences demandent des qualités supplémentaires (par exemple sur la précision à l'entrée des particules à l'arrêt ou sur l'ionisation pour la recherche des particules de charges fractionnaires). Aussi le travail près d'une chambre à bulles peut devenir rapidement monotone.

Mais si les réglages engageant la précision de l'analyse et la sortie des résultats de physique sont peu nombreux et de plus noyés dans toute une série de manipulations délicates et souvent dangeureuses, il est primordial que la présence permanente du physicien fasse ressortir de la routine l'exploitation, les points essentiels et les qualités données à la chambre par construction.

Pendant les démontages : le néttoyage et le remontage précis de l'optique et de l'éclairage ; pas de modification sur l'implantation des métaux ferromagnétiques au voisinage de la chambre ; pas de modification sur les apports de chaleur pouvant entraîner des tourbillons

Avant l'expérience : la position dans l'espace de la chambre et la vérification générale pour éviter les pannes.

Pendant l'expérience : maintien des conditions de fonctionnement et surveillance de la rapidité ; pas de modification pendant les prises de vues du système à volume constant de la chambre si les conditions de fonctionnement ne peuvent être atteintes (vanne d'admission du liquide ouverte, régulation de la pression exécutée manuellement, augmentation du taux de détente, ...) qui entrainent des tourbillons et des variations d'ionisation.

Pour notre expérience de K^- de 3 Gev/c, 129 films ont été mesurés au laboratoire de l'Ecole Polytechnique ; 3 000 photographies étaient mauvaises soit environ 2,5 % de pertes dues au mauvais fonctionnement de la chambre à bulles.

Les erreurs systématiques dues à la chambre et aux programmes de reconstruction géométrique des événements entraînent une erreur sur les mesures des masses des particules de l'ordre de $0,2$ Mev/c^2. Or nous verrons qu'au chapitre V l'erreur statistique sur la mesure de la masse du Ξ sera aussi de $0,2$ Mev/c^2 pour 214 Ξ^- signés. Ainsi une simple augmentation des statistiques sans l'augmentation de la précision des systèmes de reconstruction géométrique serait illusoire.

Pour l'avenir, l'exploitation d'une chambre nouvelle posera beaucoup plus de problèmes de précision, de contrôle et de réglages par sa taille (optique et commande à distance), par le cyclage rapide, par les champs magnétiques très forts (champ de retour élevé autour de la chambre), ... Il sera, dès lors, important de prévoir une calculatrice qui assurera le contrôle et les réglages.

Dans cette première partie nous avons relaté les conditions expérimentales de prise de vues près d'une grosse machine comme le PS du CERN. Maintenant nous allons continuer notre étude dans des conditions expérimentales toutes différentes pour aboutir à des sections efficaces.

-:-

DEUXIEME PARTIE

- SECTIONS EFFICACES DES ETATS FINAUX. -

CHAPITRE II - Recherche des événements.

CHAPITRE III - Etude des événements rares.

CHAPITRE IV - Sélection de réactions rares parmi les événements non rares.

La recherche des baryons d'étrangeté - 2 parmi toutes les particules produites dans l'interaction K^- p à 3 Gev/c a été faite en deux temps. D'abord nous sélectionnons les réactions dans lesquelles peut apparaître un tel baryon dans les produits de l'état final. Puis dans ces réactions nous recherchons les productions en deux corps.

Cette deuxième partie, sera l'exposé et la justification de notre méthode de calcul des sections efficaces des états finaux. Dans le premier chapitre, nous définirons les réactions où nous avons cherché un baryon d'étrangeté - 2 et nous expliquerons comment se sont opérées notre sélection dans les films et la mesure des événements. Dans les deux chapitres suivants, nous calculerons les sections efficaces à partir des nombres d'événements, en utilisant deux méthodes, suivant que les réactions ont été étudiées dans les lots d'événements rares (chapitre III) ou à grande statistique (chapitre IV).

CHAPITRE II

RECHERCHE DES EVENEMENTS

-:-

Après avoir défini les réactions recherchées nous justifierons nos critères de dépouillement des clichés puis nous exposerons les conditions de mesure et de reconstruction géométrique des événements.

1 - DEFINITIONS DES REACTIONS RECHERCHEES

B_o, B_1 et B_2 étant des particules baryoniques dont l'étrangeté est 0, - 1, - 2, les baryons d'étrangeté - 2 ne peuvent apparaître sous la forme de particules ou de résonances, que dans les 3 réactions suivantes :

$$a \qquad K^- + p \rightarrow B_2 + K + n$$
$$b \qquad K^- + p \rightarrow B_1 + \overline{K} + K + n\,\pi$$
$$c \qquad K^- + p \rightarrow B_o + \overline{K} + \overline{K} + K + \pi$$

Nous n'avons recherché de résonances à 3 corps que si 2 des 3 particules étaient des π. Nous avons donc exclu de notre étude les résonances possibles $B_o \overline{K}\,\overline{K}$, $B_o\,\overline{K}\,\overline{K}\,\pi$, $B_1\,\overline{K}\,\pi$. Ainsi les seules réactions étudiées sont celles du type b sans π supplémentaire et celles du type a. Nous pourrons y trouver les baryons suivants :

- dans a B_2 $B_2\,\pi$ $B_2\,\pi\pi$ où B_2 est un Ξ^- ou Ξ^o
- dans b $B_1\,\overline{K}$ où B_1 est soit un Λ^o soit un $\Sigma^{\pm}_{o}$

Nous devons donc étudier les réactions phénomènologiques suivantes :

$$K^- + p \rightarrow \Xi^- K^+,\ \Xi^- K^+ \pi^0,\ \Xi^- K^0 \pi^+$$
$$\Xi^0 K^0,\ \Xi^0 K^0 \pi^0,\ \Xi^0 K^+ \pi^-$$
$$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-,\ \Xi^- K^+ \pi^0 \pi^0,\ \Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0$$
$$\Xi^0 K^0 \pi^+ \pi^-,\ \Xi^0 K^0 \pi^0 \pi^0,\ \Xi^0 K^+ \pi^- \pi^0$$
$$\Lambda^0 K^0 K^0,\ \Lambda^0 K^+ K^-,\ \Sigma^0 K^0 K^0,\ \Sigma^0 K^+ K^-$$
$$\Sigma^- K^+ K^0,\ \Sigma^+ K^- K^0$$

Remarques

a) dans le courant de cette étude nous verrons que la section efficace des 5 corps (Ξ K 3π) est très faible.

b) certaines réactions (comme $\Xi^0 K^0 \pi^0 \pi^0$) ne peuvent être repérées avec les méthodes actuelles de chambre à bulles à hydrogène.

Cette étude est faite sur les événements à une ou plusieurs désintégrations visibles dans la chambre ($V^\pm$ ou V^0). Ceux à plusieurs désintégrations visibles sont appelés "rares" et ne peuvent correspondre qu'à des réactions écrites ci-dessus (types a b c). Par contre, pour les non-rares à une désintégration visible, ces réactions sont noyées dans des réactions cent fois plus abondantes comme Λ^0 (n π), $\Sigma^\pm$ (n π) et tout essai d'identification des événements un par un est interdit.

Pour chaque événement, nous avons caractérisé la configuration géométrique par un nombre de 3 chiffres. Le chiffre des centaines représentant le nombre de branches de l'interaction, le chiffre des dizaines le nombre de désintégrations chargées ($V^\pm$) et le chiffre des unités le nombre de désintégrations neutres (V^0). Les événements rares sont les 212, 211, 411, 002, 003, 202. Les non-rares sont les 001, 201, 210, 410.

En regardant le tableau II - 1, nous pouvons faire une liste A des réactions à étudier avec les événements rares. Ce sont les

$$\Xi^- K^+,\ \Xi^- K^+ \pi^0,\ \Xi^- K^+ \pi^0 \pi^0,\ \Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$$
$$\Xi^- K^0 \pi^+,\ \Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0,\ \Lambda^0 K^0 K^0,\ \Sigma^\pm K^\pm K^0$$
et $\Xi^0 K^0$

Cette liste A sera étudiée au chapitre III. Dans le chapitre IV, nous essayerons d'étudier d'une part les réactions restantes et d'autre part d'extraire certaines de la liste A parmi des réactions plus abondantes.

	001	002	003	200	201	202	210	211	212	410	411
	X	X	X	X	X	X			X	X	X
$\Xi^- K^+ \pi^o$	X	X	X	X	X	X			X	X	X
$\Xi^- K^+ \pi^o \pi^o$	X	X	X	X	X	X			X	X	X
$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$	X	X	X	X	X	X	X	X	X		
$\Xi^- K^o \pi^+$	X	X	X	X		X				X	X
$\Xi^- K^o \pi^+ \pi^o$	X	X	X	X	o	X				X	X
$\Xi^o K^o$	●		X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\Xi^o K^o \pi^o$	o	o	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\Xi^o K^o \pi^o \pi^o$	o	o	X	X	X	X	X	X	X	X	X
$\Xi^o K^o \pi^+ \pi^-$	X	X	X	o	●		X	X	X	X	X
$\Xi^o K^+ \pi^-$	X	X	X	●		X	X	X	X	X	X
$\Xi^o K^+ \pi^- \pi^o$	X	X	X	o	o	X	X	X	X	X	X
$\Lambda^o K^o K^o$	o			X	X	X	X	X	X	X	X
$\Lambda^o K^+ K^-$	X	X	X	●		X	X	X	X	X	X
$\Sigma^- K^+ K^o$	X	X	X	X	X	X			X	X	X
$\Sigma^+ K^- K^o$	X	X	X	X	X	X			X	X	X
$\Sigma^o K^o K^o$	o			X	X	X	X	X	X	X	X

Tableau II - 1

- X Impossibilité géométrique.
- o Impossibilité due au manque d'informations sur les neutres.
- ● L'analyse ne peut donner qu'un nombre global d'événements.
- L'analyse peut séparer les événements un par un (cette étude sera plus ou moins difficile suivant la possibilité de simulation par des réactions à grandes sections efficaces).

2 - DEPOUILLEMENT - MESURES - RECONSTRUCTIONS

Nous avons partagé les films entre les trois laboratoires de la collaboration suivant le tableau I - 17, mais pour les non-rares, 6 films de l'expérience 21 furent étudiés en plus à Saclay.

Dans chaque laboratoire, les films ont subi les mêmes opérations de dépouillement et mesures, et les événements ont été reconstruits par le même programme de géométrie.

Nous allons suivre la filière pour ceux de l'Ecole Polytechnique et nous ferons une comparaison entre les résultats de l'Ecole Polytechnique et Saclay à la fin du chapitre III pour les rares. Les événements des films mesurés à Amsterdam qui ont subi une filière assez différente, n'ont pas été utilisés pour calculer les sections efficaces, mais ajoutés à certains diagrammes de Dalitz (troisième partie). Pour les non rares nous avons utilisé les bandes bibliothèques communes aux trois laboratoires.

2 - 1 - Dépouillement.

Le dépouillement de films effectué par du personnel mi-temps à l'aide de projecteurs à trois vues a été surveillé par un physicien du groupe. Tous les événements rares ont été regardés par ce physicien. Les événements non-rares ont seulement été notés. Nous avons utilisé deux critères : premièrement pour rejeter des désintégrations de K^+_- parmi les V^- et ne garder qu'une forte proportion de Σ^+_- et Ξ^- (fig. II - 2). Deuxièmement pour rejeter les γ parmi les V^o (fig. II - 3). A cause de leur grand nombre, les événements non-rares ont été sélectionnés dans une zone fiducielle avant la mesure (figure II - 4). Cette zone limitée en longueur à la moitié de la chambre est telle que 15 % des traces ne traversent pas sa surface d'entrée.

Le nombre de traces n'a été noté que toutes les dix photographies. Les désintégrations de K^- en 3 secondaires chargés (τ) ont été notées sur un petit lot de films.

CRITERES DE DEPOUILLEMENT

CRITERE f/l

Pourcentage de V^- tel que $f/l < 0,01$

$\pi^\pm$	$K^\pm$	Σ^-	Ξ^-
0,25%	1,8%	96,3%	99%

Seront notés les V^- tels que $f/l < 0,01$

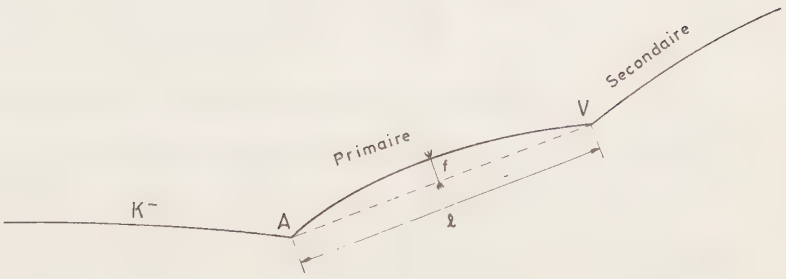


Fig. II-2

CRITERE ϑ

Tous les V° seront notés sauf les ϑ

Sera un ϑ un V°
- qui a un angle < 5°
- qui a deux branches avec l'ionisation minimum
- qui ne seront ni P_2 N_5
  ni P_5 N_2
  ni P_4 P_5 N_3

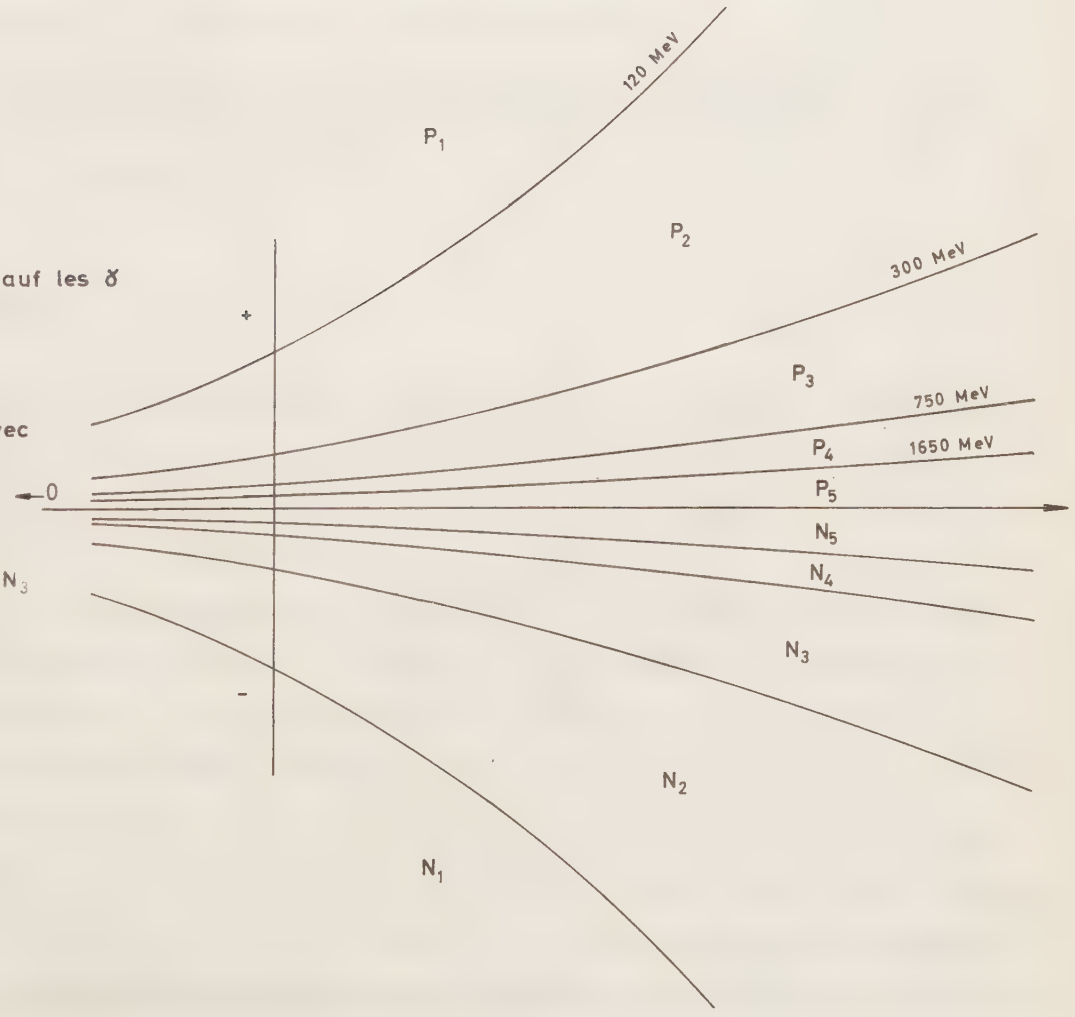


Fig. II-3

ZONE FIDUCIELLE DES NON RARES .

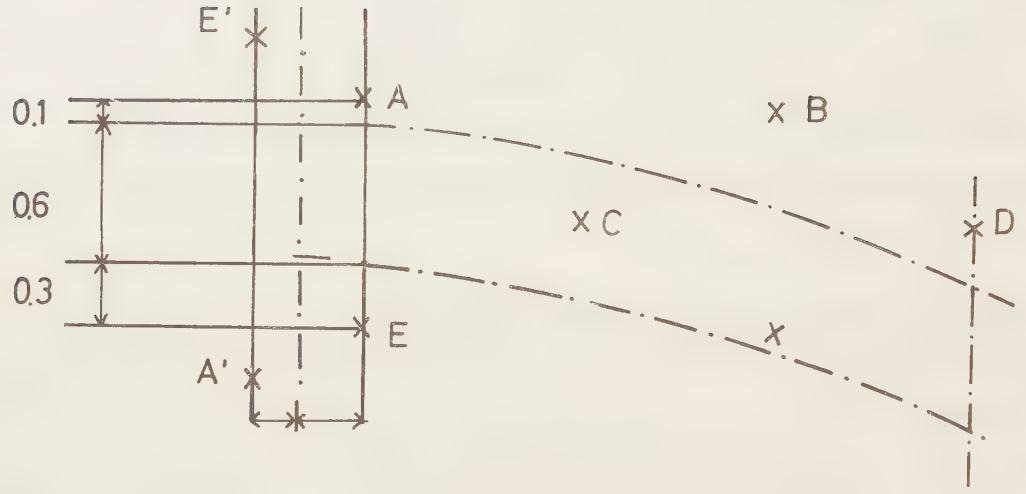


FIG II 4 a : EVENEMENTS A 1 V ±

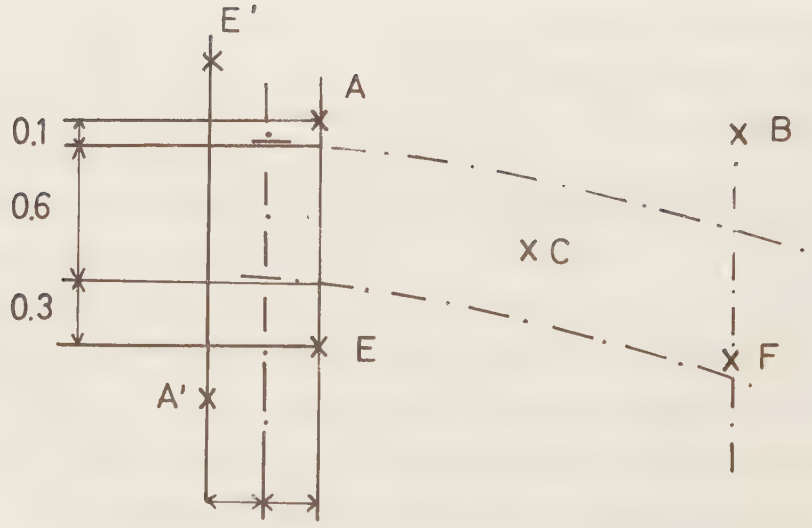


FIG II 4 b : EVENEMENTS A 1 V°

Le nombre et la répartition des K^- dans la chambre ont été déduits de cette observation des τ. La section efficace par événement sera ainsi calculée (chapitre IV) à l'aide des résultats de cette observation. La connaissance du nombre de traces et du nombre d'interactions nous a donné la pollution qui est compatible avec l'estimation donnée à priori (voir chapitre 1 - 4, 10 % des π^- pour l'expérience préliminaire et 4 % pour les suivantes).

Avant la mesure des rejets systématiques ont été faits sur les photographies où le film avait un mauvais contraste, où les bulles étaient trop grosses, où une vue manquait, où un flash n'avait pas fonctionné.

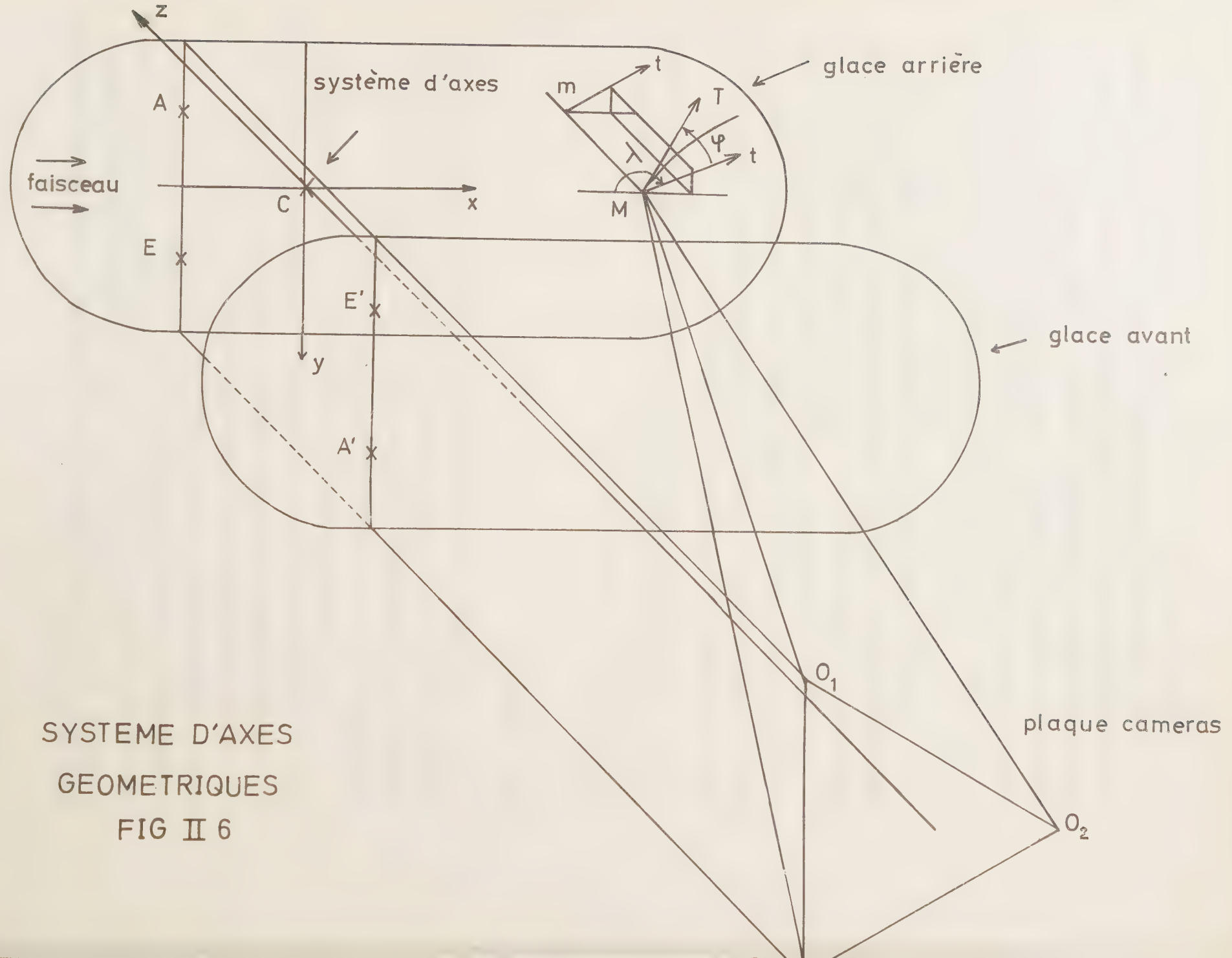
Deux dépouillements successifs ont permis d'évaluer à 90 %, l'efficacité de chacun d'entre eux. Cette proportion n'a que peu de signification car certains types de réactions sont systématiquement perdus ($\Sigma^- K^o K^+$ perdue par exemple si l'angle du V^- est très faible).

Les nombres d'événements rares trouvés après deux dépouillements et passés en mesure pour chaque expérience à l'Ecole Polytechnique sont résumés dans les tableaux II - 4 et 5.

2 - 2 - Mesures.

Les films ont été mesurés par du personnel mi-temps sur des projecteurs (I.E.P.) où le film se déplace par rapport à une optique géométrique fine. Tout déplacement x et y est codé et la précision moyenne des pointés est de $\pm$ 6 μ sur le film grâce au grossissement 50.

Pour chaque événement, les pointés se font sur des marques fiducielles de la glace arrière de la chambre, sur les sommets (de l'interaction des désintégrations), sur 9 points répartis le long de chaque trace. Tous les points notés en décimal code binaire sont perforés sur carte avec le numéro de l'événement et le nom du point ou de la trace correspondante. Chaque paquet de cartes correspondant à chaque événement est passé sur une machine IBM 1620 dans un programme de vérification (Foin, réf. 5) qui ressort un paquet de cartes correspondant au format d'entrée du programme THRESH du CERN. Cette vérification sert à rejeter, avant la reconstruction géométrique,



SYSTEME D'AXES
GEOMETRIQUES
FIG II 6

des événements où des points et des traces ont été oubliés, où des points d'une trace sur une vue forment une figure géométrique incompatible avec un cercle. Alors les événements sont immédiatement remesurés. Le programme THRESH ne rejete alors que 5 % des événements acceptés par Foin.

2 - 3 - Reconstruction géométrique.

Les paquets de cartes nouveaux des bons événements sont chargés sur bande magnétique et passés dans le programme THRESH de reconstruction géométrique.

Pour chaque expérience, le programme utilise des titres différents, où sont notés les positions réelles dans l'espace des marques fiducielles des glaces, les positions réelles des caméras, les valeurs de l'indice et de la densité de l'hydrogène à la température réglée pour cette expérience.

Pour chaque événement, le programme THRESH fournit les coordonnées des points principaux, la quantité de mouvement, le dip et l'azimuth de chaque trace au point d'interaction, la longueur et la flèche de chaque trace. Pour chaque quantité, une erreur est calculée en faisant intervenir une erreur interne et l'erreur de pointé. Ces résultats sont enregistrés en binaire sur une bande et imprimés sur papier. Les axes de coordonnées utilisés sont ox horizontal dans l'axe de la chambre dans le sens du faisceau, oy vertical vers le bas, oz horizontal perpendiculaire aux glaces. L'origine O se trouve sur une croix de la glace arrière (fig. II - 5). Le dip est l'angle du plan vertical de la tangente à la trace avec le plan des glaces en un point de la trace. L'azimuth est l'angle de la projection de la trace sur les glaces avec le plan horizontal.

2 - 4 - Préparation de l'étude cinématique

Le programme de cinématique est différent suivant que l'étude est faite sur un événement rare ou non-rare. Aussi pour gagner du temps de machine à calculer nous avons séparé les deux types au niveau des bandes sorties du programme THRESH. A ce moment l'étude est nettement séparée en deux parties : ce sera l'objet des prochains chapitre III et IV.

-:-

CHAPITRE III

ETUDE DES EVENEMENTS RARES

-:-

Dans ce chapitre nous décrirons comment les sections efficaces des réactions de la liste A ont été déduites de l'analyse des types géométriques rares mesurés.

Tous les événements rares de la collaboration ont été triés sur les bandes binaires et passés par le même programme de cinématique Grind version X60 modifiée (réf. 6).

L'étude de la cinématique des rares a été faite en deux parties : d'abord chaque événement a été classé dans des lots correspondants à des réactions uniques ou des lots d'ambigus ; ce tri s'est fait suivant le shéma exposé au paragraphe 2 à l'aide de la sortie sur papier du programme Grind et de la photographie positive de la caméra centrale. Ensuite nous vérifierons pour l'ensemble des lots les séparations entre réactions en utilisant des petits programmes de cinématiques traitant des cartes sorties du Grind des événements ; nous justifierons nos tests dans le paragraphe 3. Nous obtiendrons ainsi un tableau du nombre d'événements vus par réaction. Dans le paragraphe 4 nous calculerons les poids de visibilité pour chacune d'elles et nous aboutirons aux sections efficaces des états finaux.

1 - MODIFICATIONS DU PROGRAMME GRIND VERSION X60

Les modifications essentielles portent sur les erreurs, le traitement des V^-, les sorties sur cartes et le calcul de la distance de l'origine à la ligne de vol des V^0.

Erreurs

Qualitativement ce sont celles du Grind classique : elles négligent toujours les corrélations entre les traces (réf. 4). Elles sont dues à l'inhomogénéité locale d'un hublot ou de l'hydrogène, à une distorsion locale et au pointé du mesureur. Quantitativement nous avons légèrement modifié les valeurs des éléments de la matrice d'erreur (réf. 4).

Traitement des V^-

La méthode d'analyse des V^- qui est utilisée, est expliquée dans la thèse de M. J. Badier (réf. 4). Une modification portant sur la méthode de calcul et sur les erreurs de l'impulsion du primaire si le moment transverse est supérieur au p^* a été mis au point par M. Ville (réf. 9). Seules les hypothèses avec des Ξ^- et Σ^+ ont été gardées pour les calculs.

Sorties sur cartes

Pour chaque événement le programme fait perforer un paquet de cartes. Chaque paquet comprend deux blocs de géométrie et un bloc par hypothèse cinématique.

Le premier bloc de géométrie comprend les coordonnées des points.

Le deuxième bloc de géométrie comprend p, λ, ϕ, de chaque trace.

Le bloc d'une hypothèse comprend une carte en-tête avec le point d'interaction ou de désintégration avec ses coordonnées, le type et l'hypothèse de l'ajustement, le χ^2 avec le nombre de contraintes. Puis une carte par trace avec p, λ, ϕ avant et après l'ajustement, la longueur de la trace et la masse correspondante.

Les ajustements complets (Multiapexfit) ont été supprimés.

Ces blocs de cartes ont permis de faire toute l'analyse après la cinématique. En effet il est impensable avec un nombre réduit d'événements de fabriquer une bande bibliothèque et d'utiliser les programmes classiques comme le SUMX du CERN. Par contre ces lots de cartes étaient suffisamment complets pour permettre de fabriquer des paquets de cartes "résumés" contenant toutes les informations pour une étude particulière. En plus des programmes utilisant directement les cartes sorties du Grind nous avons fabriqué trois sortes de cartes "résumés" par événement.

a) Une contenant les hypothèses des ajustements sélectionnés avec leur pour la comptabilité générale.

b) Une contenant toutes les informations géométriques pour rechercher les biais et calculer les poids de chaque événement (§ 4 - 1 de ce chapitre).

c) Une contenant tous les quadrivecteurs des particules prises 2 par 2 et 3 par 3 avec leurs masses effectives et leur cosθ (§ 1 du chapitre VI) pour faire les distributions en masses et en angle dans tous les cas possibles et pour rechercher par la méthode du maximum de vraisemblance les masses et les largeurs des résonances.

Pour chaque étude, pour chaque calcul nous avons fait un petit programme très simple. La simplicité de ces programmes et l'utilisation sans intermédiaire de la machine IBM 1620 du laboratoire nous a permis d'obtenir rapidement les résultats par la facilité de modifier le programme ou les données.

Calcul de la distance de l'origine à ligne de vol des V° (distance AV)

Pour un V° le programme calcule le vecteur somme des deux vecteurs quantité de mouvement mesurés (c'est-à-dire avant l'ajustement cinématique) ; puis il calcule la distance entre le point de production - interaction ou désintégration d'un V⁻ (Ξ^-) et ce vecteur.

La quantité de mouvement du faisceau mesurée sur 100 traces est de 2,96 ± 0,03 Gev/c ($\frac{1}{R} = (2,09 \pm 0,02) \times 10^{-3}$). Mais comme l'erreur de pointé est supérieure à la dispersion nous avons gardé la valeur mesurée par le faisceau (c'est-à-dire exactement 3,00 Gev) moins 10 Mev dus aux pertes dans les deux fenêtres d'entrées de la chambre, soit 2,990 Gev/c. Nous avons adopté pour toutes les traces la valeur 2,985 Gev/c correspondant à des interactions au premier tiers de la chambre. L'énergie disponible dans le centre de masse de l'interaction est alors 2,608.

Le dip du primaire a été lui aussi, fixé aux valeurs du tableau I - 19. Par contre la valeur mesurée de l'azimuth était conservée, quand la trace était suffisamment longue pour permettre cette mesure, sinon une valeur calculée en fonction de l'abscisse était enregistrée.

Nous n'avons proposé aux calculs du Grind qu'une liste réduite d'hypothèses cinématiques correspondant aux réactions de la liste A (réf. § II - 1) ; à ces hypothèses nous avons ajouté celles des réactions plus abondantes mais produites par des π^- (par exemple $\pi^- p \rightarrow \Sigma^- K^\circ \pi^+$).

2 - ETUDE DE LA CINEMATIQUE ET CLASSEMENT PAR REACTION

Avant de traiter la cinématique d'un événement nous avons séparé ceux ne satisfaisant pas à l'un des 3 critères suivants :

- abscisse de l'interaction x_A tel que $-22 < x_A < +35$ en cm
- longueur des deux secondaires d'un $V^\circ > 5$ cm
- longueur du primaire d'un $V^- > 0,3$ cm.

En effet ces événements séparés ne formaient pas un lot complet car beaucoup d'analogues n'avaient pu être mesurés correctement au bout de trois fois et n'étaient pas sur les bandes.

De plus le programme de cinématique n'a pu malgré une mesure correcte, faire converger des calculs d'ajustement de désintégrations à secondaires très courts dont les caractéristiques étaient très entachés d'erreurs. C'est l'étude détaillée de la masse manquante, de l'énergie manquante et de leurs erreurs dans chaque hypothèse qui nous a guidé dans nos choix. Le choix de l'hypothèse la plus plausible par χ^2, même pondéré par la section efficace n'a été fait qu'en cas d'ambiguité (voir § suivant).

Regardons maintenant séparément les plans de l'étude cinématique pour chaque type géométrique. Cette étude a été mise au point et réalisée sur les événements de l'E.P. ; les chiffres cités dans la suite du paragraphe ne correspondent qu'à ces événements. Puis tous les événements de Saclay sont passés par cette voie et le tableau III - 6 résume les résultats pour ces deux laboratoires. Les événements du laboratoire d'Amsterdam, correspondant à 10 % de la statistique totale, n'auraient pu passer dans cette filière qu'au prix de modifications des programmes, les étiquettes des points et traces ne correspondant pas. Leur étude et leur classement furent menés de façon analogue à la nôtre ; les proportions ont été comparées avant de mélanger tous les événements dans certains histogrammes de la troisième partie.

La difficulté principale de cette étude est de classer peu d'événements d'un même type géométrique en un grand nombre de réactions. Par exemple, 227 événements $2\overline{1}^-$ dépouillés sont à classer en 10 réactions recherchées ($\Xi^-_\Lambda K^+$, $\Xi^-_\Lambda K^+ (\pi^o)$, $\Xi^-_\Lambda K^+ (n\,\pi^o)$, $\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o)$, $\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o\pi^o)$, $\Xi^- \pi^+ K^o$, $\Xi^- \pi^+ K^o (\pi^o)$, $\Xi^-_\Lambda K^o \pi^+ (\pi^o)$, $\Sigma^- K^o K^+$, $\Sigma^- K^o K^+ (\pi^o)$ et $\Sigma^- K^o \pi^+ (K^o)$)

La désignation Ξ^-_Λ signifie que le Ξ^- est signé par son Λ^o et les particules entres parenthèses ne sont pas vus.

2 - 1 - Etude des types géométriques à un V^-

Ce sont les 211^-, 212^-, 411^-. Il y en a 227 + 37 + 47.

A) Etude du V^o

Les réactions que nous étudierons ne peuvent produire que des Λ^o formés à la désintégration du V^- (Ξ^-) ou des K^o formés à l'interaction. La séparation entre ces deux types ou avec des Λ^o pointant à l'interaction s'est avérée très facile en regardant la masse effective des deux vecteurs mesurés (les deux branches du V^o) et les distances AV (du vecteur somme aux points de désintégration ou d'interaction).

9 événements mis "en attente" ont un Λ^o pointant sur l'interaction ; ils correspondent aux réactions $\Lambda^o K^+ K^-$ ou $\Lambda^o K^\pm K^o \pi^\pm$ soit au 2 % de K^- parmi les V^- que notre coupure $f/l < 0{,}01$ a gardés au dépouillement.

Sur un seul V^o, très ambigu, nous avons fait une mesure d'ionisation.

5 événements ont un Λ^o dont l'ajustement cinématique ne peut pas se réaliser avec les origines présentes dans la chambre ; mais à la vue de la photographie nous voyons qu'il s'agit bien d'un Λ^o d'un Ξ^- et l'étude de ces événements est continuée comme pour les autres.

Mis à part ces derniers événements, tous les χ^2 furent bons (< 3) après deux mesures. Le tableau III - 1 résume la première séparation.

B) Etude du V^-

Ce sont soit des Ξ^- soit des Σ^- ; le secondaire chargé du V^- est toujours un π^-.

Si le Ξ^- est signé (événements des lignes 1 et 2 du tableau III - 1), plusieurs cas peuvent se présenter au moment de l'ajustement cinématique suivant que le primaire a été (ou n'a pas été) mesuré.

Ce choix de la mesure du primaire a été fait par le mesureur à l'aide du critère suivant : si la flèche du primaire est inférieure à la largeur de la trace il ne faut pas mesurer, car on démontre que dans ce cas l'erreur sur la quantité de mouvement est supérieure à 25 %. En fait le pointé se fait toujours sur 3 points plus les deux sommets mais le programme ajuste une droite par ces 5 points au lieu d'un cercle, pour calculer l'angle entre le primaire et le secondaire visible. L'erreur systématique introduite est alors corrigée à posteriori. Le calcul de l'impulsion du primaire est alors fait avec 0, 1, 3 ou 4 contraintes, suivant le tableau III - 2.

Dans le cas des ajustements à une contrainte ou du calcul des solutions possibles (0 contrainte) nous voyons que soit le Λ° a été vu mais pas utilisé, soit il s'agit d'un événement à K° vu. Si le Λ° a été vu, il n'a pas été utilisé dans l'ajustement du Ξ^- ou bien ce Λ° avait un ajustement indépendant de l'origine (ligne 6 du tableau III - 1) ; alors nous avons vérifié que les caractéristiques du Λ° mesuré étaient analogues à un écart type près à celles du Λ° trouvé par le calcul de l'ajustement cinématique du Ξ^-.

Si le Ξ^- n'est pas signé il y a ambiguité entre Ξ^- et Σ^-. Nous avons pu mesurer environ 25 % des V^- entièrement et pour ceux-là la séparation entre Σ et Ξ fut facilité par le χ^2 car l'ajustement cinématique se fait avec une contrainte.

Pour les autres, le programme compare le moment transverse du secondaire avec le p^*. A priori si ce moment transverse est plus grand que 136 Mev/c à plusieurs écarts nous sommes sûr que ce n'est pas un Ξ^-. Suivant que le moment transverse est inférieur ou supérieur au p^* le calcul nous propose deux ou quatre solutions (avant-arrière pour le Ξ^- et avant-arrière pour le Σ^-) ; certaines sont impossibles car elles fournissent une impulsion pour le V^- incompatible avec l'énergie disponible dans le centre de masse (2608). Dans la moitié des cas, l'ionisation nous a permis de séparer à l'oeil des solutions dont les quantités de mouvement étaient très différentes (fig. III - 3).

Les événements 411 de ce type n'ont pas été étudiés car nous ne pouvons trouver que des réactions du type b avec 2π ($\Sigma^- \bar{K}^\circ K^+ \pi^+\pi^-$) or

Répartition des V° dans les 211⁻ et 212⁻, et 411⁻

	211⁻ ou 212⁻	411⁻
Λ° d'un Ξ⁻	129	16
Λ° et K°	41	—
2 K°	1	—
1 K°	49	0
Λ° sur interaction	6	3
Λ° d'un Ξ⁻ mais non ajusté	5	0

Tableau III - 1

Nombre de contraintes dans l'ajustement d'un Ξ⁻ signé

	utilise le Λ°	n'utilise pas son Λ°
primaire du Ξ mesuré	4	1
primaire du Ξ⁻ non mesuré	3	0

Tableau III - 2

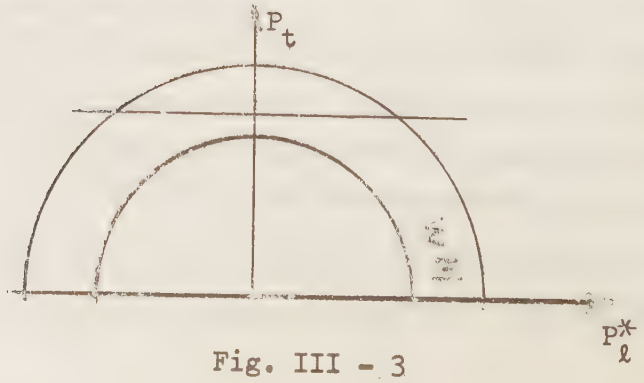


Fig. III - 3

nous avons vu au chapitre II que seules les réactions 3 corps de ce type pouvaient fournir les baryons recherchés. De plus nous n'avons trouvé aucun 411 à K^o.

En fait dans tous les cas d'ambiguité Ξ^-, Σ^-, nous avons attendu les calculs cinématiques à la production pour les séparer définitivement.

C) Etude de l'interaction

Nous avons commencé par regarder les quantités de mouvement du ou des secondaires chargées. Entre 0 et 500 Mev la séparation entre π^- et K^- a été faite à l'oeil sur la photographie positive, entre 500 et 800 Mev une mesure d'ionisation a été faite au microscope sur le film et nous avons laissé "ambigu" les autres au-dessus de 800 Mev.

Cette mesure d'ionisation a été faite sur une cinquantaine d'événements en suivant les critères du paragraphe 3-4 du premier chapitre.

Ensuite nous avons analysé le quadrivecteur manquant et son erreur dans chaque hypothèse compatible avec les particules vues. L'erreur due à la mesure sur la masse de ce quadrivecteur est en général 20 Mev. Par contre, quelquefois, bien que cette masse soit compatible avec zéro il est arrivé que l'impulsion manquante soit grande (entre 50 et 500 Mev) nous avions alors un ajustement avec un γ. Nous verrons plus loin ce qui a été fait de ces événements.

Enfin nous avons regardé les χ^2 pour chaque hypothèse. En cas d'ambiguité entre deux hypothèses nous avons donné la préférence au plus petit χ^2 si le plus grand était supérieur à 10.

α/ Cas des Ξ^- signés (Ξ^-_Λ)

La séparation entre $\Xi^-_\Lambda K^+$, $\Xi^-_\Lambda K^+ (\pi^o)$ et $\Xi^-_\Lambda K^+ (n\,\pi^o)$ a été facile par la masse manquante ; de même entre $\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^o$ et $\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^o (\pi^o)$ avec le K^o vu en plus. La vérification de l'ionisation des K^+ (ou π^+) de moments inférieurs à 800 Mev a été faite.

Par contre la séparation entre les $\Xi^-_\Lambda K^+ (\pi^o)$ et les $\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o)$ est difficile quand ni l'ionisation de la branche positive ni la masse manquante sont significatives. Cette séparation est alors faite par le χ^2 car ce sont, tous les deux, des ajustements à une containte. De toutes façons un simple calcul cinématique prouve qu'il est impossible qu'un événement simule à la fois les deux réactions.

De même pour les quatre secondaires visibles il y a souvent deux hypothèses suivant que le K^+ était l'une ou l'autre branche. La séparation s'est faite aussi par le χ^2 et a été vérifiée souvent par l'ionisation (la quantité de mouvement moyenne de ces secondaires étant inférieure à 600 Mev). Nous n'avons trouvé qu'un seul 5 corps.

Les nombres d'événements sont résumés dans le tableau III - 4.

β/ Cas des Ξ^- ou Σ^- avec K^o vu

Si le primaire du V^- est mesuré il n'y a pas d'ambiguité et la séparation $\Xi^- \pi^+ K^o$ et $\Xi^- \pi^+ K^o (\pi^o)$ se fait facilement par l'examen du quadrivecteur manquant et de son erreur ; de même pour les réactions $\Sigma^- K^+ K^o$, $\Sigma^- K^+ K^o (\pi^o)$ ou $\Sigma^- \pi^+ K^o (K^o)$.

Par contre la difficulté apparaît dès que le V^- n'est pas mesuré ; nous avons alors une grosse ambiguité avec des réactions formées avec des π^- (surtout si la contamination est forte comme dans l'expérience 11). Les deux ambiguités sont $K^- \to \Xi^- \pi^+ K^o$ avec $\pi^- \to \Sigma^- \pi^+ K^o$ et $K^- \to \Xi^- \pi^+ K^o (\pi^o)$ avec $K^- \to \Sigma^- K^+ K^o$ et $\pi^- \to \Sigma^- \pi^+ K^o (\pi^o)$. Comme les sections efficaces des réactions avec des π^- sont environ 4 à 5 fois supérieurs à celles des K^- en tenant compte de la contamination en π^- (10 % et 4 % suivant les expériences), nous devons trouver 40 % de réactions avec des π^- dans l'expérience 11 et 15 % dans les deux autres.

Les séparations ont été faites par le χ^2 en tenant compte de l'ionisation et de chaque solution trouvée pour le V^-. Mais plusieurs événements ont été purement et simplement abandonnés comme ambigus (9). Peut être parmi ces 9 une séparation par χ^2 aurait été possible avec

l'ajustement complet de tous les paramètres à la production (Multiapexfit) mais ces ajustements ont été supprimés du Grind à cause du manque de mémoire de la machine utilisée (IBM 7094). Notre Grind ne laissait que 16 mémoires libres sur les 32.000 que contient la "7094".

Les nombres d'événements sont résumés dans le tableau III - 4.

Tableau III - 4

	11	21	31	total E.P
$\Xi^-_\Lambda K^+$	10	5	14	29
$\Xi^-_\Lambda K^+ (\pi^o)$	5	3	11	19
$\Xi^-_\Lambda K^+ (n\ \pi^o)$	2	2	2	6
$\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o)$	11	9	20	40
$\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o\ \pi^o)$	3	3	6	12
$\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^o$	6	2	4	12
$\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^o (\pi^o)$	6	3	8	17
$\Xi^- K^o \pi^+$	3	5	6	14
$\Xi^- K^o \pi^+ (\pi^o)$	4	1	2	7
$\Sigma^- K^+ K^o$	2	1	4	7
$\Sigma^- K^+ K^o (\pi^o)$	0	0	0	0
$\Sigma^- \pi^+ K^o (K^o)$	1	0	3	4
π incident	7	0	1	8
Ambigus	3	6	4	13
Rejet	17	9	17	43
changt catégorie	0	16	17	33
Total	80	65	119	264

Evénements 211^- et 212^-

2 - 2 - Etude des 211^+

Il y en a 61. Les 212^+ et 411^+ n'ont pas été étudiés (réf. § II-1). L'étude n'a porté en fait que sur 11 événements : elle est assez différente de la précédente car tous les V° doivent être des K° et tous les V^+ des Σ^+. Aussi sur 61, 31 ont changé de catégorie géométrique soit parce que le V° était un Λ° soit que le V° ne pointait pas sur l'interaction. 12 ont été rejetés (causes du chapitre II, moitié de photographie, V^+ non mesurable ou V° trop loin...).

La détermination de l'impulsion du V^+ est rendue délicate par les deux voies de désintégration du Σ^+ en $\pi^+ + n$ ou $p + \pi^\circ$.

Au point de production l'ambiguité reste souvent très grande entre les nombreuses réactions possibles $\Sigma^+ K^- K^\circ$, $\Sigma^+ K^- K^\circ (\pi^\circ)$, $\Sigma^+ \pi^- K^\circ (K^\circ)$ données par des K^- et $\Sigma^+ \pi^- K^\circ$ et $\Sigma^+ \pi^- K^\circ (\pi^\circ)$ données par des π^-. La possibilité de séparation a été le χ^2 car le nombre réduit d'événements rend impossible tout autre test de séparation.

2 - 3 - Etude des types géométriques à plusieurs V°

Ce sont les 002, 003, 202.

Cette étude a été faite par le M. J. Goldberg. Nous la résumerons en citant des nombres que nous avons tirés de sa thèse (réf. 8) nombres qui portent sur l'ensemble des films de l'E.P. et de Saclay.

L'examen de chaque V° séparément a conduit à 4 lots (parmi les 002 et 003) ; soit 14 à $\Lambda^\circ K_1^\circ K_1^\circ$ (0 à 3 K_1°), 11 à $K_1^\circ K_1^\circ$ et 144 à $\Lambda^\circ K_1^\circ$. Les autres ont été rejetés car un des V° ne pointait pas sur l'interaction ; parmi ces derniers, 7 sont des $\Xi^\circ K^\circ$ (§ III - 2). De ces trois lots nous tirons finalement 70 événements compatibles avec $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$, 24 dus à des π incidents et 79 qui sont soit des $\Sigma^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$ soit des $\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ \pi^\circ$. La coupure entre ces deux types de réactions n'a pas été faite. De même dans les 202 aucun $\Xi^\circ K^\circ \pi^+\pi^-$ n'a pu être séparé.

De ces types géométriques la seule réaction qui nous intéresse (type b, réf. § II - 1) est $\Lambda^\circ K^\circ K^\circ$; parmi les 70, 8 ont été vus avec le Λ° et les 2 K°_1, 58 avec le Λ° et 1 K°_1, et 4 avec les 2 K°_1. Parmi les événements de l'Ecole Polytecnique 7 étaient des $\Xi^\circ K^\circ$.

2 - 4 - Résultats

Les résultats sont résumés dans les tableaux III - 4 et 5. Avant de vérifier les séparations entre réactions nous devons constater que les proportions entre les différentes expériences sont conservées. Effectivement à la vue des tableaux III - 4 et 5 nous voyons que les fluctuations statiques entre les expériences de l'Ecole Polytechnique ne dépassent un écart type.

Par contre la comparaison entre les nombres de l'E.P. et de Saclay présente quelques anomalies :

- Sur le total il y a 55 % d'événements de l'E P. au lieu de 51 % prévus : cette légère différence est due à la difficulté de retrouver tous les événements rares de Saclay (qui ont été au départ dépouillés et mesurés avec les non rares ; alors qu'à l'E.P. ils ont subis une filière spéciale), nous supposerons que les événements perdus auraient été répartis dans toutes les réactions.

- Deux réactions sont très mal partagées : $\Xi^-_\Lambda K^+ (\pi^\circ)$ et $\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^\circ (\pi^\circ)$; $\frac{19}{30}$ et $\frac{17}{2}$ au lieu de $\frac{11}{9}$. Ce qui correspond à 2 et 3 écarts standard.

- Deux autres réactions ont un rapport compatible à 1 et 1,5 écart type près : $\Xi^- \pi^+ K^\circ$ et $\Xi^- \overset{+}{\pi} K^\circ (\pi^\circ)$; elles correspondent au même type géométrique $2\overset{-}{1}$ à K°.

- Les autres rapports sont compatibles avec $\frac{11}{9}$.

Dans le tableau III - 6 nous avons résumé les nombres d'événements observés dans les films de l'E.P. et de Saclay pour les réactions recherchées. Les nombres affichés ne sont pas ceux qui sont utilisés pour calculer les

Evénements 411^{-}				
	11	21	31	Total E.P
$\Xi^{-}_{\Lambda} K^{+} \pi^{+} \pi^{-}$	4	3	8	15
$\Xi^{-}_{\Lambda} K^{+} \pi^{+} \pi^{-} (\pi^{o})$	0	0	1	1
Ambigus	0	0	0	0
Rejets	2	3	5	10
Changement catégorie	8	5	8	21
Total des événement triés et mesurés	14	11	22	47
Evénements 211^{+}				
$\Sigma^{+} K^{-} K^{o}$	1	0	0	3
$\Sigma^{+} k^{-} K^{o} (\pi^{o})$	0	0	0	0
$\Sigma^{+} \pi^{-} K^{o} (K^{o})$	2	1	3	6
π incident	2	0	0	2
Ambigus	2	2	3	7
Rejets	4	2	6	12
Changement catégorie	0	11	20	31
Total	11	16	34	61

Tableau III - 5

sections efficaces car, d'une part certains événements ont été supprimés parce qu'ils ne satisfaisaient pas aux critères de séparation du paragraphe 3, d'autre part un poids a été affecté à chaque événement pour le calcul des nombres observés dans certaines limites et certaines conditions (§ 4).

Nombres d'événements observés

	E.P.	Saclay	Total
$\Xi^- K^+$	29	23	52
$\Xi^- K^+ \pi^\circ$	19	30	49
$\Xi^- K^\circ \pi^+$ ($\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^\circ)$)	40	25	65
($\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^\circ$)	12	12	24
($\Xi^- \pi^+ K^\circ$)	14	22	36
$\Xi^- K^+ (n \pi^\circ)$	6	6	12
$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$	15	16	31
$\Xi^- K^\circ \pi^+ \pi^\circ$ ($\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^\circ \pi^\circ)$)	12	9	21
($\Xi^-_\Lambda \pi^+ K^\circ (\pi^\circ)$)	17	2	19
($\Xi^- \pi^+ K^\circ (\pi^\circ)$)	7	2	9
$\Sigma^- K^+ K^\circ$			14
$\Sigma^+ K^- K^\circ$			6
$\Lambda^\circ K^\circ K^\circ$			70
$\Sigma^\circ K^\circ K^\circ$			non séparés
$\Xi^\circ K^\circ \pi^+ \pi^-$			non séparés

Tableau III - 6

3 - TESTS DE SEPARATION ENTRE REACTIONS ET VERIFICATION DES RAPPORTS DE VISIBILITE

Dans le paragraphe 2 nous avons fait une étude événement par événement et nous les avons classés en différents lots (tableau III - 6). Nous allons maintenant vérifier globalement que les séparations entre lots sont correctes et que les rapports entre nombre d'événements vus dans chaque lot sont conformes aux prévisions.

3 - 1 - Tests de séparations

Pratiquement, les cartes sorties du Grind ont été classées par paquet correspondant à une réaction. Une série de petits programmes (écrits en partie par J. Badier et J. Goldberg) utilisant les données contenues dans ces cartes (réf. § III- 1) nous ont permis de calculer des masses manquantes et des masses effectives avec lesquelles nous avons fait des histogrammes. Ces calculs dont le but n'est que la vérification de la classification du paragraphe 2 n'ont été faits que sur une partie homogène de l'expérience (il manque tous les événements de 2/3 des films 31).

α/ Séparation 2, 3 et 4 corps

- Réactions $\Xi^-_\Lambda K^+$ ( )

Nous avons fait les histogrammes des masses manquantes au carré à K^+ et à $\Xi^- K^+$ avec les valeurs mesurées mais non ajustées. Sur la figure III - 7 représentant la (Mmq au K^+)^2 nous voyons très bien la coupure entre les réactions $\Xi^-_\Lambda K^+$ et $\Xi^-_\Lambda K^+$ (π^o). Sur la figure III - 8 représentant (Mmq au $\Xi^- K^+$)^2 nous avons disposé les 2, 3 et 4 corps. Nous voyons qu'un événement 4 corps est dans la zone négative : cet événement est affecté de très grandes erreurs et il est en fait impossible de se rendre compte s'il est 2, 3 ou 4 corps. Nous avons élargi (fig. III - 9) la zone voisine de 0 pour bien montrer la structure des deux bosses voisines correspondant à 0 et 1 π^o.

EVENEMENTS DU TYPE $\Xi^-_\Lambda K^+$

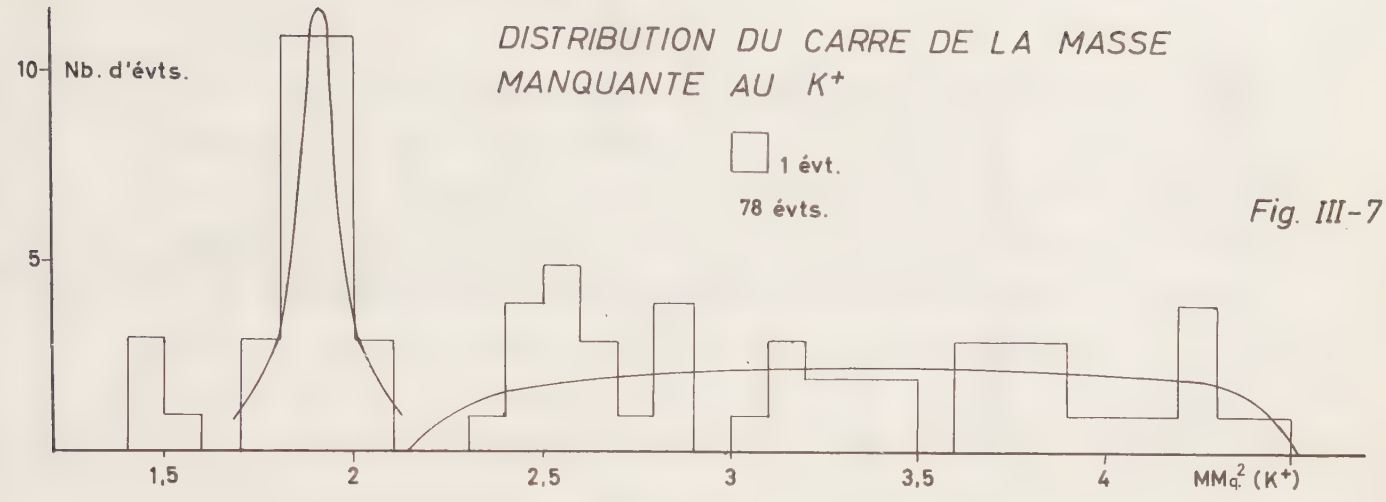


Fig. III-7

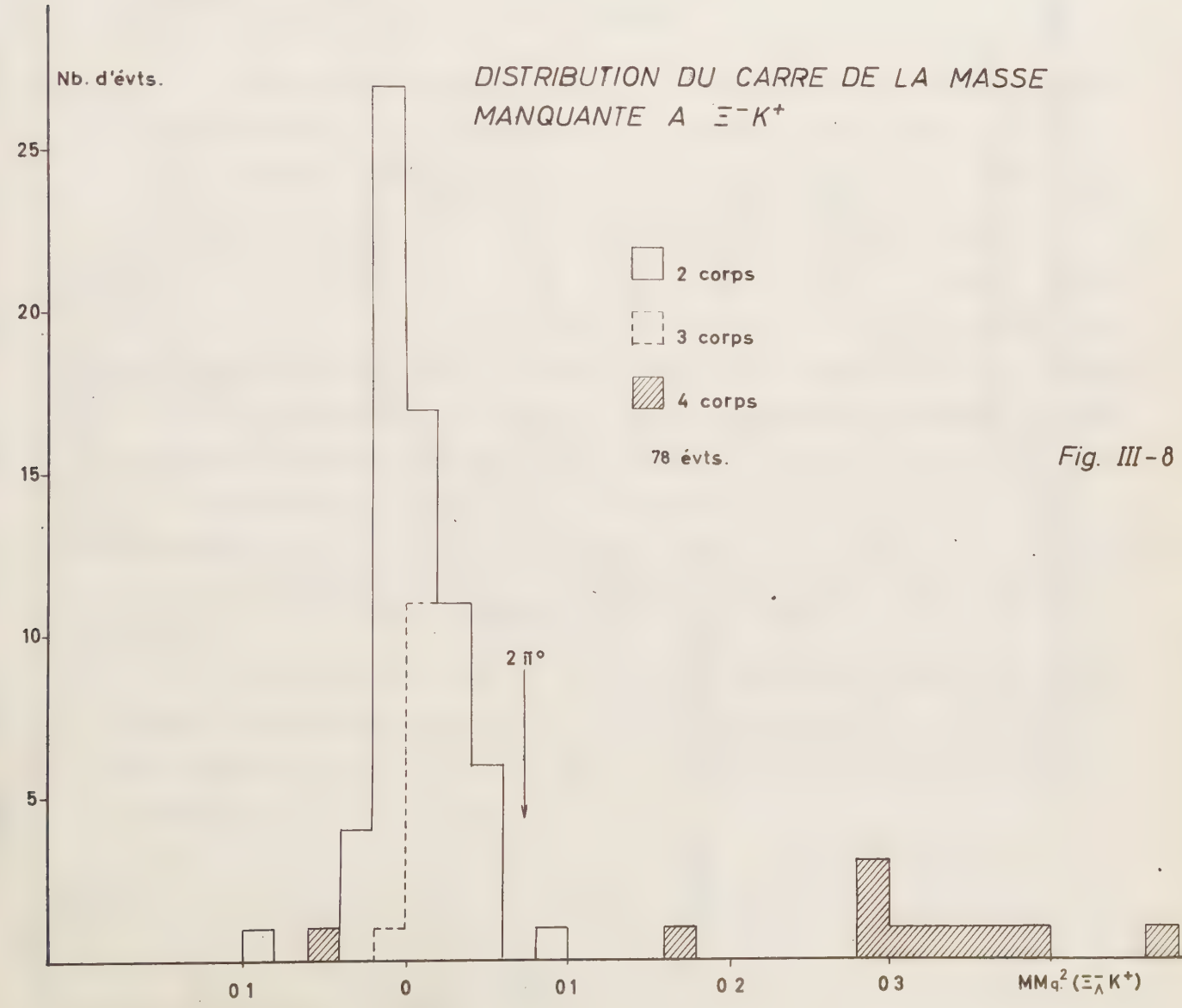


Fig. III-8

HISTOGRAMMES DE LA MASSE MANQUANTE A $\Xi^-_\Lambda K^+$ AU CARRE

EVENEMENTS DU TYPE $\Xi^-_\Lambda K^+$

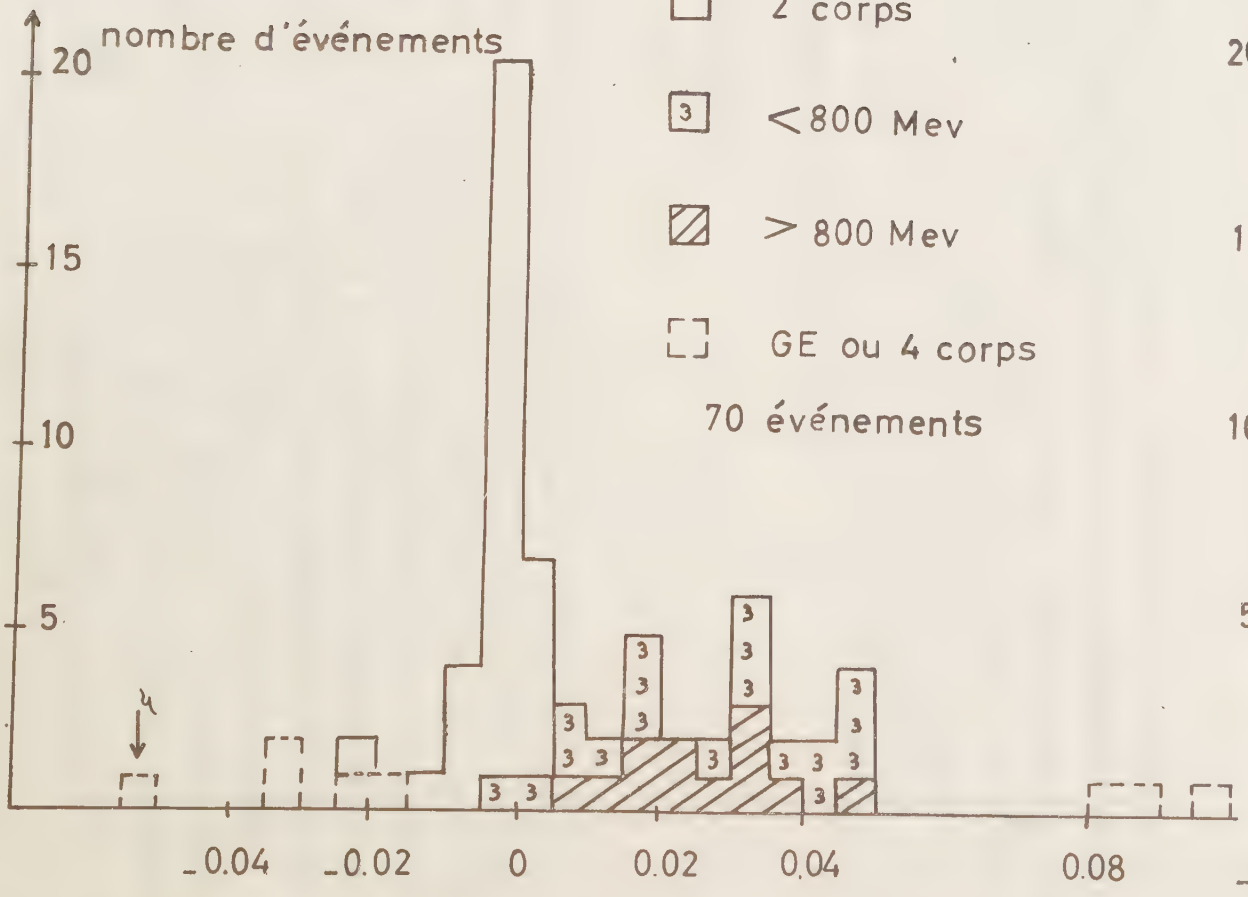


FIG III 9a

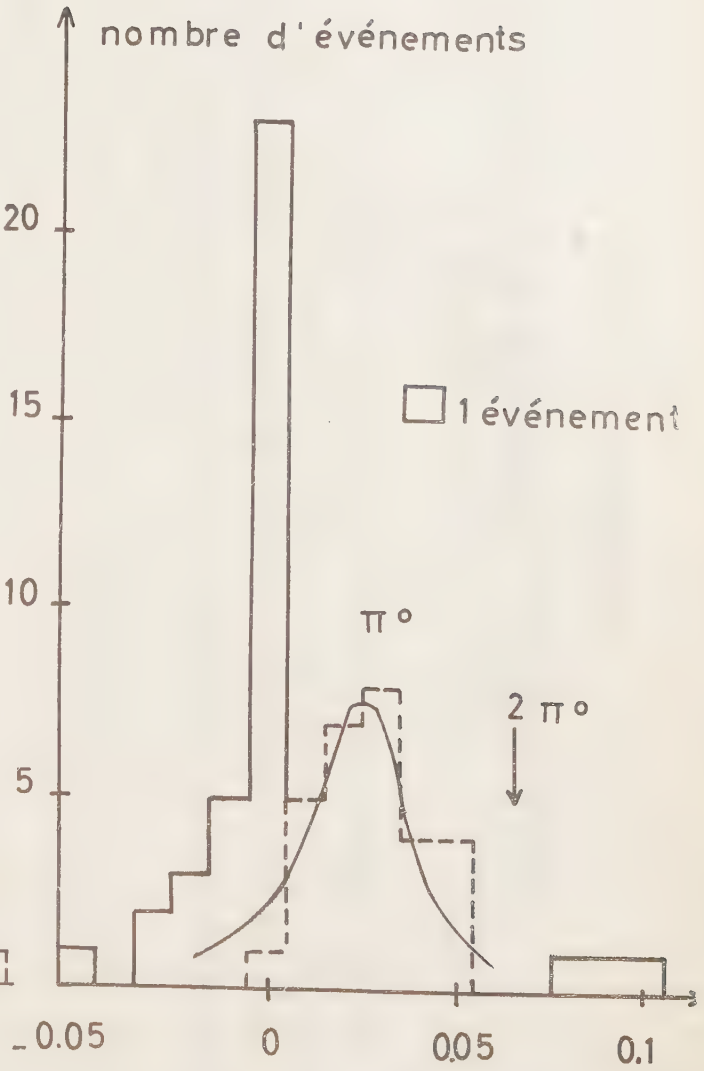


FIG III 9b

- Réactions $\Xi^- \pi^+ K^o$ et $\Xi^- \pi^+ K^o (\pi^o)$

C'est une coupure entre 3 et 4 corps et la figure III 10a montre la masse manquante à $\Xi^-_\Lambda \pi^+$ au carré dans les réactions $\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o)$ et $\Xi^-_\Lambda \pi^+ (K^o \pi^o)$. La coupure se fait exactement à 0,35 Si cette coupure est toujours valable pour les 212 (fig III - 10b) nous voyons que pour les Ξ^- non signés la distribution est plate et la séparation 3 - 4 corps n'est pas possible. Aussi avons nous fait la masse manquante à $K^o \pi^+$ au carré (fig. III - 11); là nous voyons nettement la séparation : elle est bien meilleure que la précédente car un K^o est bien mieux mesuré qu'un Ξ non signé.

β/ Réactions Ξ^- ambigus avec des réactions Σ^-

Nous recherchons parmi les $\Xi^- \pi^+ K^o$ des événements correspondants à une production de Σ^- soit par des K^- soit par des π^- Nous avons calculé les masses manquantes à $K^o \pi^+$ au carré en prenant un π^- comme particule incidente, puis en prenant un K^+ de même moment que le π^+ Sur la première figure (fig. III - 12) nous voyons que la coupure entre $\pi^- p \to \Sigma^- K^o \pi^+$ et $K^- p \to \Xi^- K^o \pi^+$ est bonne mais nous ne pouvons rien dire sur $\pi^- p \to \Sigma^- K^o \pi^+ (\pi^o)$. Sur la figure III - 13 quelques événements se trouvent au voisinage de la masse du Σ^-. Vu la pauvreté de la statistique il est impossible de faire des tests de séparation valables de façon analogue aux tests précédents Mais quand, au chapitre VI, nous étudierons les diagrammes en masses effectives, nous verrons que dans ces modes de visibilité les proportions de Ξ^-_{1530} et K^-_{891} sont analogues à celles des modes dont la connaissance est plus complète, ce qui laisse supposer une contamination en réactions produites des π^- assez faible

Nous avons donc vérifié les coupures entre les différentes classes semi-phénoménologiques ; nous allons dans le paragraphe 3 - 2 vérifier les rapports de visibilité d'une même réaction dans ces différents types géométriques.

HISTOGRAMMES DE LA MASSE MANQUANTE A $\Xi^-_\Lambda \bar{\pi}^+$ AU CARRE DANS LES EVENEMENTS $\Xi^- \bar{\pi}^+ K^\circ$ ET $\Xi^- \bar{\pi}^+ K^\circ \bar{\pi}^\circ$

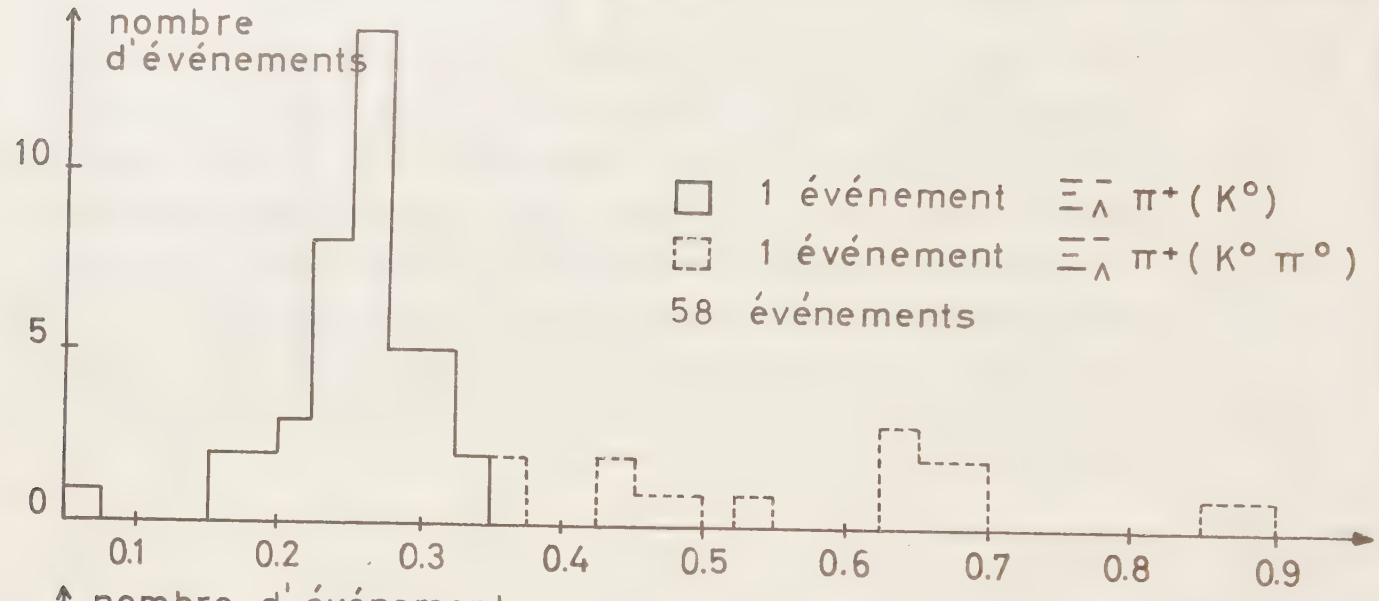


FIG III 10a

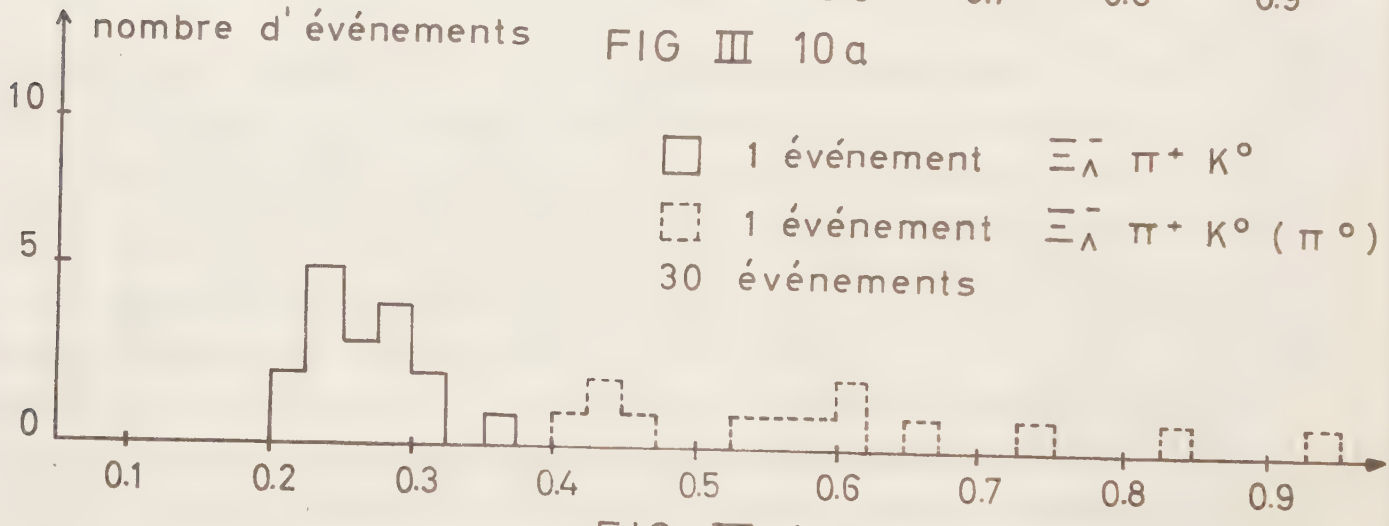


FIG III 10 b

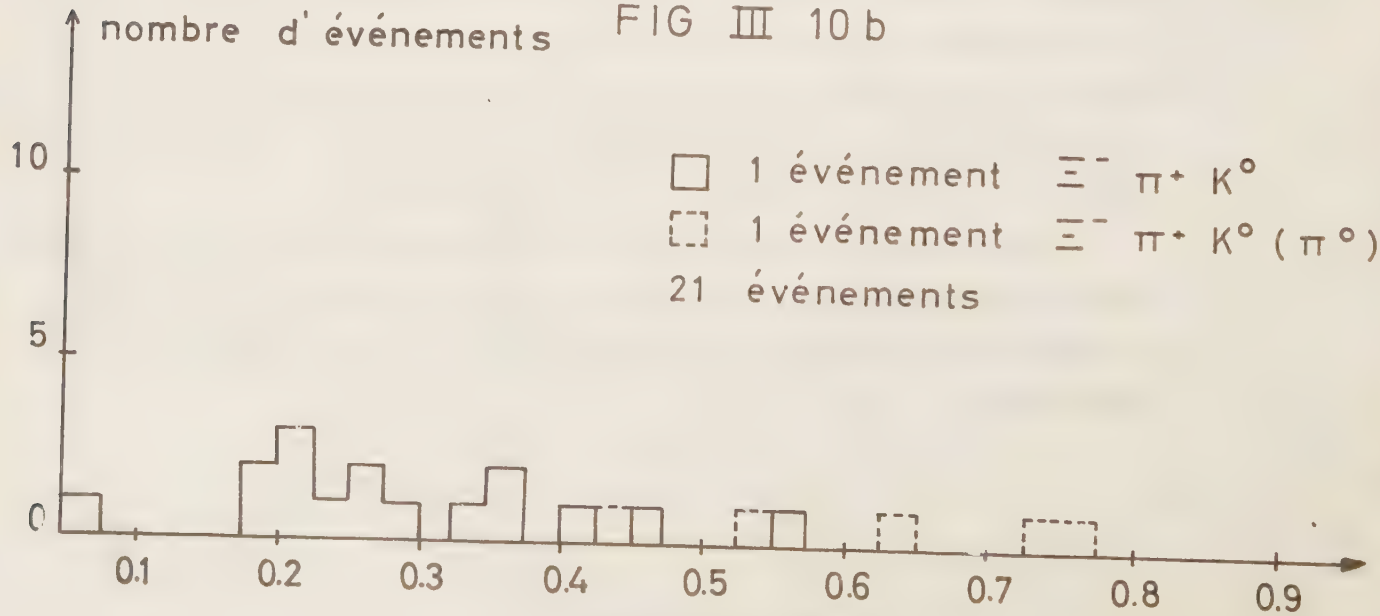


FIG III 10c

HISTOGRAMME DE LA MASSE MANQUANTE A π^+K AU CARRE DANS LES EVENEMENTS $\Xi^-\pi^+K^o(\pi^o)$

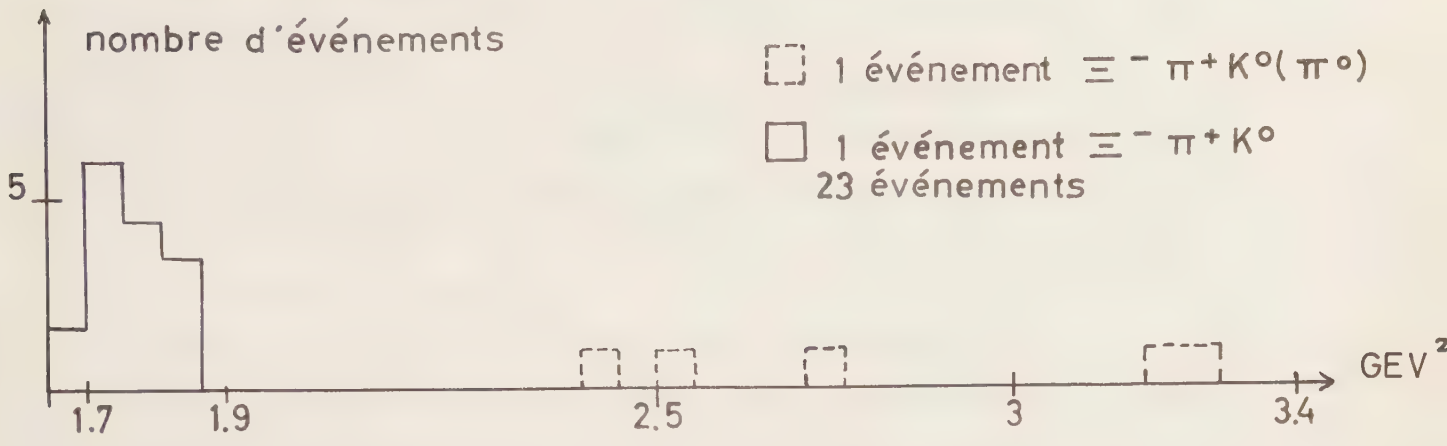


FIG III 11

HISTOGRAMME DE LA MASSE MANQUANTE A π^+K^o AU CARRE DANS LES EVENEMENTS $\Xi^-\pi^+K^o$ (CALCUL FAIT AVEC UN π^- INCIDENT)

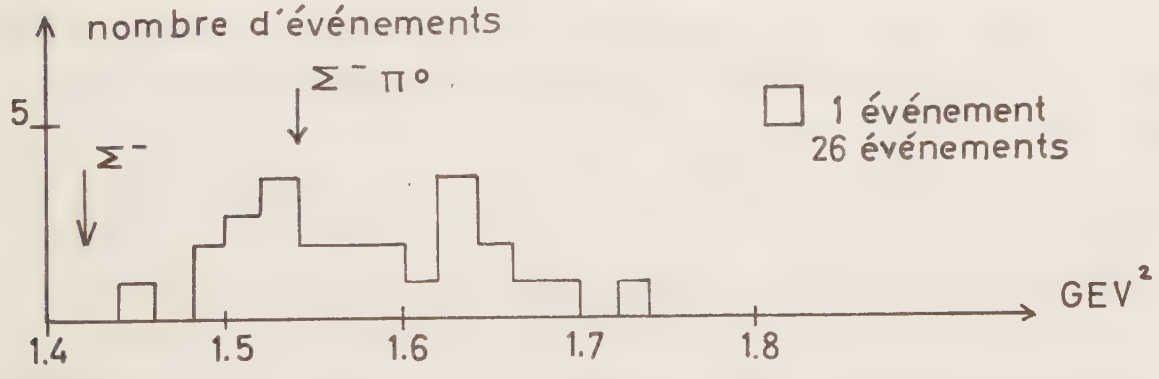


FIG III 12

HISTOGRAMME DE LA MASSE MANQUANTE A K^+K^o AU CARRE DANS LES EVENEMENTS $\Xi^-\pi^+K^o$ OU LE π^+ A ETE REMPLACE PAR UN K^+

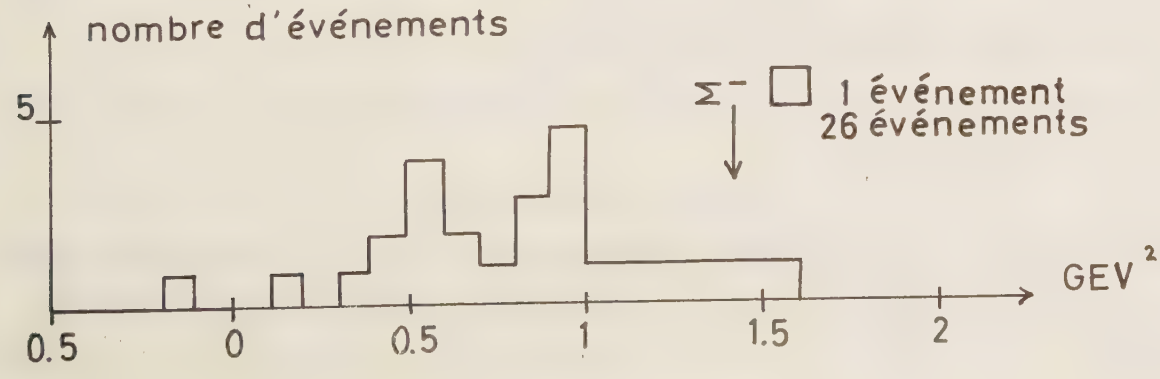


FIG III 13

3 - 2 - Vérification des principaux rapports de visibilité

Les réactions $\Xi^- \pi^+ K^\circ$ et $\Xi^- \pi^+ \pi^\circ K^\circ$ ont été vues sous trois types semi-phénoménologiques différents $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$, $\Xi^-_\Lambda K^\circ$ et $\Xi^- K^\circ$. Nous allons vérifier que, pour ces réactions, les rapports dans chaque type sont compatibles avec les rapports de branchement des désintégrations du Ξ^-, du Λ° et du K° en particules visibles

Nous supposons le volume d'observation infini. Le rapport de branchement de la désintégration du Λ° et du K° en particules chargées sur particules chargées et neutres est 2/3 ; mais il y a mélange moitié K°_1, moitié K°_2 à la production d'un K° ; il n'y a donc que 2/3 des Λ° et 1/3 des K° qui sont effectivement vus. Le poids dans une chambre infinie des types semi-phénoménologiques $\Xi^-_\Lambda K^+$, $\Xi^-_\Lambda K^\circ$, $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$ et $\Xi^- K^\circ$ sont donc : $\frac{3}{2}$, $\frac{3}{2} \times 3 = \frac{9}{2}$ $\frac{3}{2} \times \frac{3}{2} = \frac{9}{4}$ et $3 \times 3 = 9$.

Nous voyons sur le tableau III - 20a, que pour la réaction trois corps $\Xi^- \pi^+ K^\circ$ les nombres sont incompatibles à plusieurs écarts. Nous pouvons tirer deux conclusions

- Les événements où le Ξ^- n'est pas signé par son Λ° sont difficiles à séparer des productions de Σ^- par des K^- ou des π^-. Nous avons vu dans le paragraphe précédent que les séparations ne sont pas très nettes. Nous supposerons qu'il n'y a pas de biais et nous verrons, au paragraphe 4 - 2 qu'après avoir pondéré chaque événement la fluctuation statistique n'est plus que de un écart.

- Il manque des événements 212 à Λ° et K° vu , ce phénomène est normal car si un 212 avait un de ces V° mal mesuré, il est devenu 211 au lieu d'être rejeté . il est donc indispensable de calculer des poids pour chaque événement tenant compte des observations difficiles et des limites finies de la chambre. Nous pourrons alors refaire cette vérification en ayant pondéré chaque événement.

- En principe, pour la réaction quatre corps $\Xi^- \pi^+ K^\circ \pi^\circ$ il devrait y avoir dans les événements du type $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$ les cinq corps ; mais nous avons vu dans les événements 411 qu'il n'y avait qu'un seul 5 corps et on peut sup-

Type semi-phénoménologiques	$\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ (K^0)	$\Xi^- \to \Lambda\pi^-$ K^0	$\Xi^- \to \pi^-$ K^0
Rapports	4/9	2/9	1/9
$\Xi^- \pi^+ K^0$	65	24	36
$\Xi^- \pi^+ K^0 \pi^0$	21	19	9
Nombre total de $\Xi^- \pi^+ K^0$	146 ± 18	108 ± 22	324 ± 54
Nombre total de Ξ	47 ± 10	85 ± 20	81 ± 27

Tableau III - 20 a

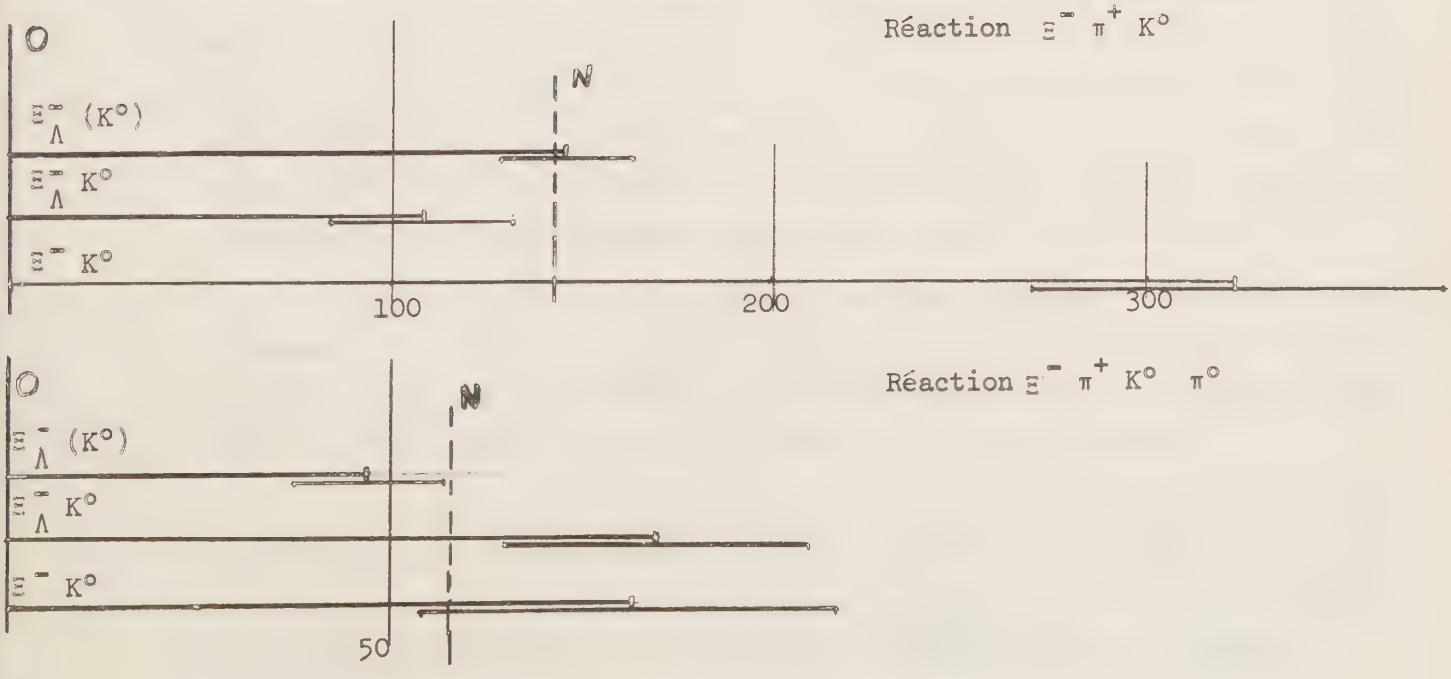


Tableau III - 20 b

poser qu'il en est de même ici. En fait nous observons un manque d'événement, dû au fait qu'il est impossible de classer les ambigus K^+ ou π^+.

Essayons de calculer le nombre N de $\Xi^- \pi^+ K^\circ$ total en fonction des trois nombres trouvés en supposant que nous n'avons pas fait de biais et que nous n'avons affaire qu'à des fluctuations statistiques.

Soit $N_1 \pm \frac{N_1}{\sqrt{n_1}}$, N_1 étant le nombre trouvé en affectant un poids à n_1, nombre d'événements observés par le premier type semi-phénoménologique ($\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$). Cherchons α, β, γ tel que :

$$N = \frac{\alpha N_1 + \beta N_2 + \gamma N_3}{\alpha + \beta + \gamma}$$

$$dN^2 = \frac{\alpha^2}{(\alpha + \beta + \gamma)^2} \, dN_1^2 + \ldots$$

Dérivons par rapport à α pour rendre minimum dN^2

$$\frac{2\alpha \, (dN_1)^2}{(\alpha + \beta + \gamma)^2} - \frac{2 \, (\alpha^2 \, dN_1^2 + \ldots)}{(\alpha + \beta + \gamma)^3} = 0$$

Soit trois équations homogènes pour calculer α, β, γ

$$\alpha \, (\alpha + \beta + \gamma) \, dN_1^2 = \alpha^2 \, dN_1^2 + \beta^2 \, dN_2^2 + \gamma^2 \, dN_3^2$$

$$\beta \, (\alpha + \beta + \gamma) \, dN_2^2 = \alpha^2 \, dN_1^2 + \beta^2 \, dN_2^2 + \gamma^2 \, dN_3^2$$

$$\gamma \, (\alpha + \beta + \gamma) \, dN_3^2 = \alpha^2 \, dN_1^2 + \beta^2 \, dN_2^2 + \gamma^2 \, dN_3^2$$

Système dont la solution est :

$$\alpha = \frac{dN_1 dN_2 + dN_2 dN_3 + dN_3 dN_1}{(dN_1)^2} = \frac{\sigma}{(dN_1)^2}$$

$$\beta = \frac{\sigma}{(dN_2)^2}$$

$$\gamma = \frac{\sigma}{(dN_3)^2}$$

Mais

$$dN_1 = \frac{N_1}{\sqrt{n_1}} \quad \text{soit} \quad \alpha = \frac{\sigma n_1}{N_1^2}, \quad \beta, \gamma$$

D'où

$$N = \frac{\sigma\left(\frac{n_1}{N_1} + \frac{n_2}{N_2} + \frac{n_3}{N_3}\right)}{\sigma\left(\frac{n_1}{N_1^2} + \frac{n_2}{N_2^2} + \frac{n_3}{N_3^2}\right)} = \frac{\frac{n_1}{N_1} + \frac{n_2}{N_2} + \frac{n_3}{N_3}}{\frac{n_1}{N_1^2} + \frac{n_2}{N_2^2} + \frac{n_3}{N_3^2}}$$

Pour nos deux réactions $\Xi^- \pi^+ K^\circ$ et $\Xi^- \pi^+ K^\circ \pi^\circ$ nous trouvons donc $N = 143 \pm 13$ et 58 ± 8.

4 - POIDS - SECTIONS EFFICACES

Nous allons calculer pour chaque événement un poids faisant intervenir les désintégrations neutres et les pertes dues aux observations difficiles ou aux limites finies de la chambre.

Nous avons fait une carte "résumé" contenant, pour chaque événement, un numéro de code permettant de savoir quels sont les ajustements des hypothèses utilisées, les abscisses des sommets, les longueurs et les longueurs potentielles de parcours des neutres et des primaires de V chargé, les cosinus des angles de désintégration dans le centre de masse de chaque désintégration, les quantités de mouvement (réf. § III - 1).

Avec ces cartes "résumé" nous avons utilisé des programmes d'histogrammes et de diagrammes. Ceux-ci nous ont permis de rechercher les biais et de faire des coupures propres. Enfin nous avons fait un programme effectuant les coupures et calculant un poids pour chaque événement.

Nous avons vu, au paragraphe 3 - 2, que le poids dans une chambre infinie des types semi-phénoménologiques $\Xi^-_\Lambda K^+$, $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$, $\Xi^- K^\circ$ et $\Xi^-_\Lambda K^\circ$ sont 3/2, 9/4, 9 et 9/2. Calculons maintenant la partie des poids due aux pertes par mauvaise observation ou à cause des limites finies de la chambre.

4 - 1 - Recherche des biais et fabrication des coupures

Sur la figure III - 21 nous avons fait les histogrammes des longueurs vraies des Ξ^-, Λ°, K° observés et nous remarquons que, pour le Λ° et le K°, il n'y a pas de perte par courtes longueurs.

Pour les Ξ^- et Ξ^-_Λ nous avons une perte que nous allons apprécier en regardant sur la figure III - 22 les histogrammes de L/P (longueur vraie sur quantité de mouvement) qui sont tracés sur des axes semi-logarithmiques. Nous devrions obtenir une droite car $N = N_o\, e^{-\frac{x}{<L/P>}}$. Pour une variation de 10 à 100, x varie de 0 à x_o, tel que $100\, e^{-\frac{x_o}{4}} = 10$ d'où $x_o = 9{,}2 \pm 1$. Nous voyons que sur l'histogramme général des Ξ^- après 1,6 cm/Gev on peut faire coïncider une droite (de pente légèrement supérieure à la pente théorique) mais qu'il y a comme prévu un manque d'événement pour les courtes longueurs. Séparons maintenant les histogrammes en L/P des Ξ^-_Λ et des Ξ^- K°. Sue celui des Ξ^-_Λ nous remarquons une très légère perte avant 0,8 cm/Gev. Sur celui des Ξ^- K° il y a une très forte perte avant 0,8 cm/Gev mais aussi une perte légère avant 3,2 cm/Gev. Donc nous couperons tous les Ξ^-_Λ et Ξ^- K° si L/P < 0,8 cm/Gev et nous affecterons un poids supplémentaire de 1,12 aux Ξ^- K° pour la perte entre 0,8 et 3,2 cm/Gev.

Nous allons, à présent, tenir compte des limites finies d'observation. Rappelons d'abord qu'à la sortie du programme de reconstruction géométrique nous avons éliminé tout événement dont un point de désintégration était au-delà de + 35 cm ou dont les particules de désintégration d'un V° avaient des parcours inférieurs à 5 cm.

Sur les figures III - 23 nous avons fait les histogrammes de l'abscisse x des points d'interactions des événements Ξ^-_Λ et Ξ^- K°. Sur ces deux histogrammes et sur la somme des deux nous voyons d'abord qu'entre - 250 et - 220, il n'y a pas le nombre d'événements attendus, ensuite qu'entre - 220 et + 50 la répartition est bien linéaire et qu'après + 50 la répartition est décroissante jusqu'à + 350 (à cause de la diminution de la longueur potentielle du Λ° du Ξ^- et du K°_1).

Nous couperons donc tous les événements dont x > - 22 cm, événements qui sont d'ailleurs très entachés d'erreurs à cause de la mauvaise mesure du K^- incident. Sur l'histogramme des x des Ξ^-_Λ nous en déduisons le

HISTOGRAMME DE LA LONGUEUR DE PARCOURS

DES Ξ

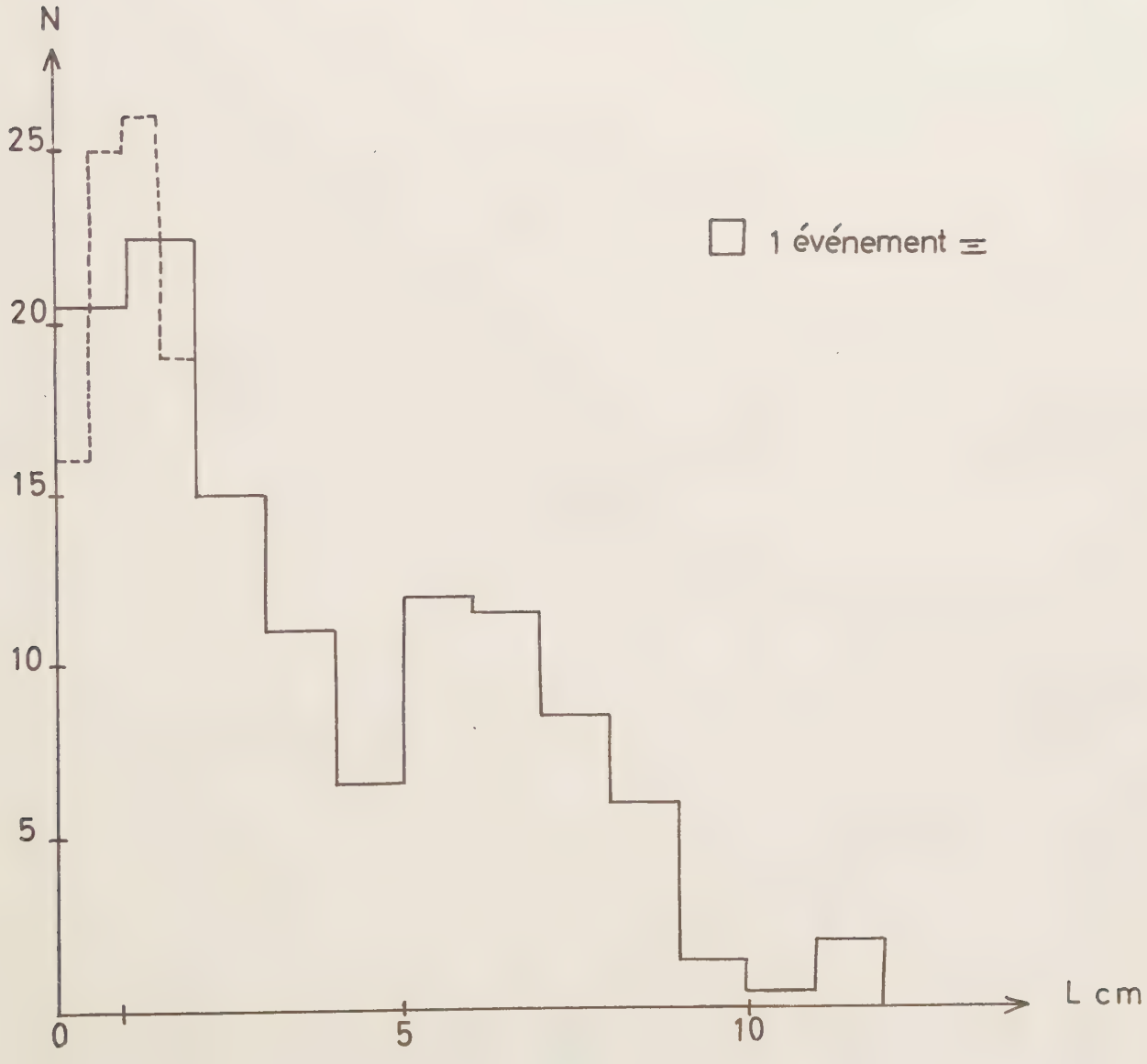


FIG III 21 a

HISTOGRAMMES DE LA LONGUEUR DE PARCOURS DU Λ° ET DU K°

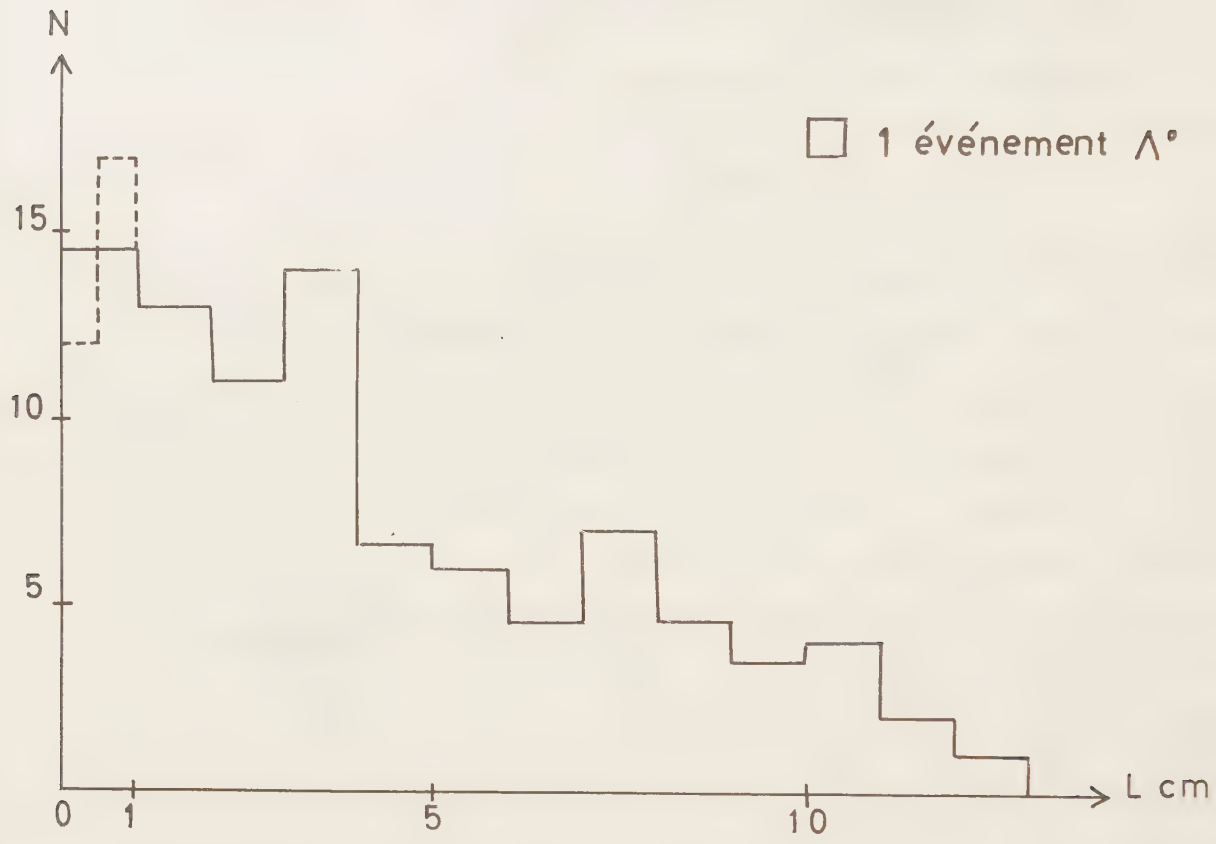


FIG III 21 b

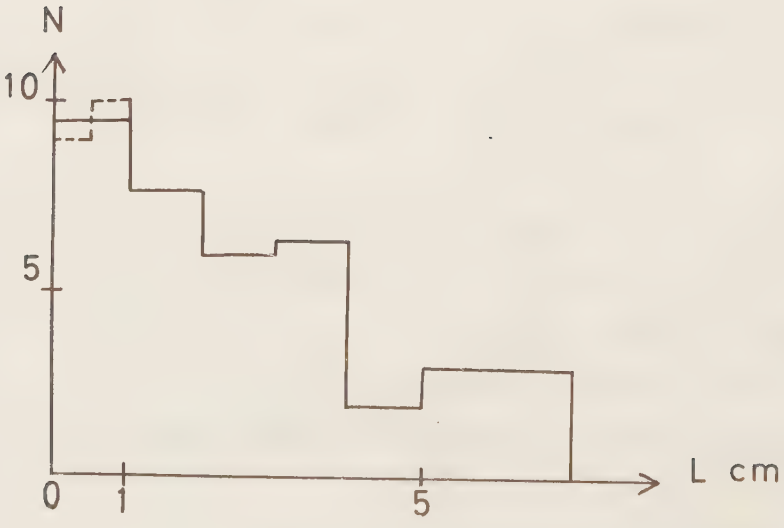


FIG III 21 c

HISTOGRAMME DU RAPPORT LONGUEUR DE PARCOURS SUR IMPULSION DES Ξ^-

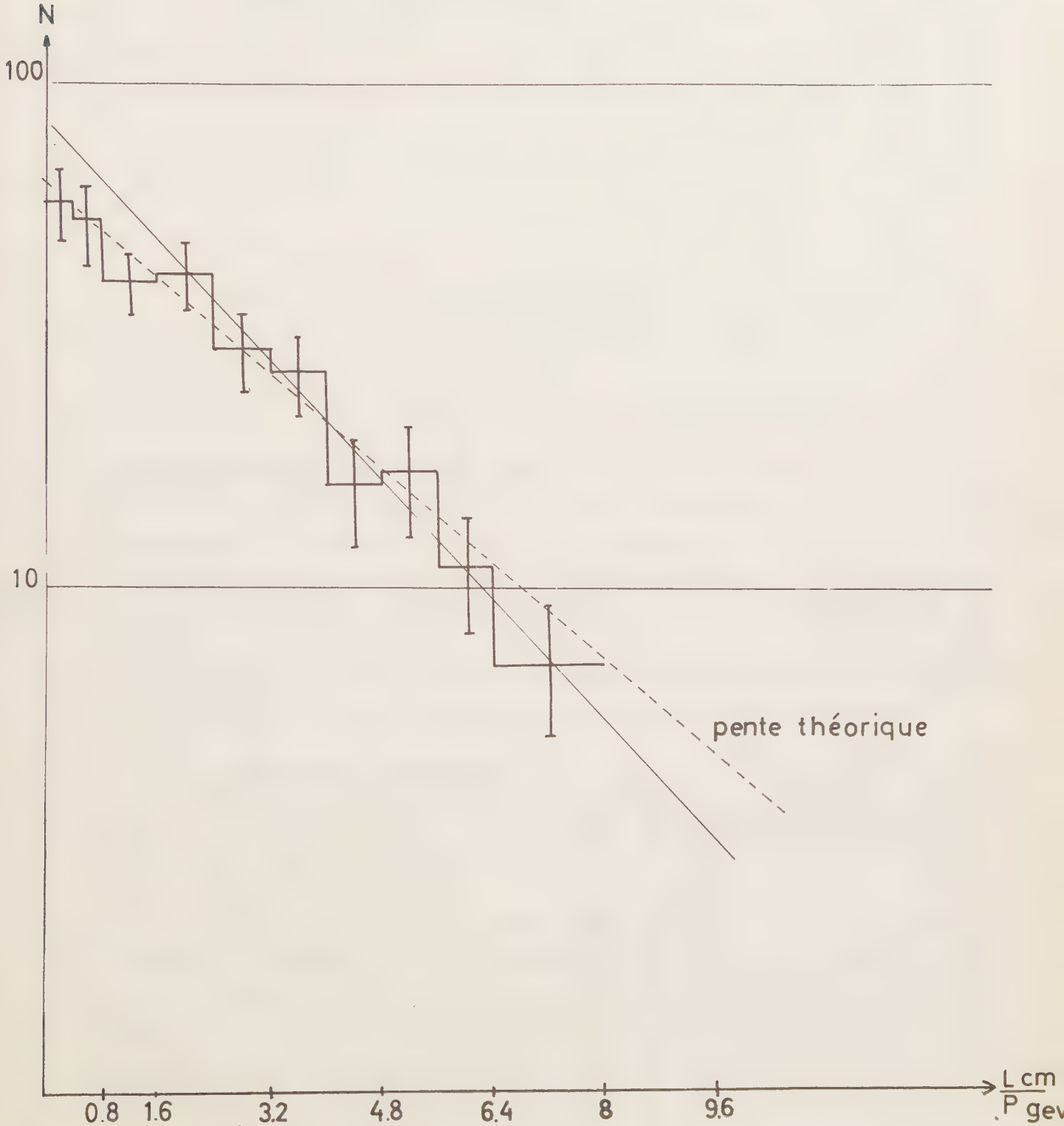


FIG III 22a

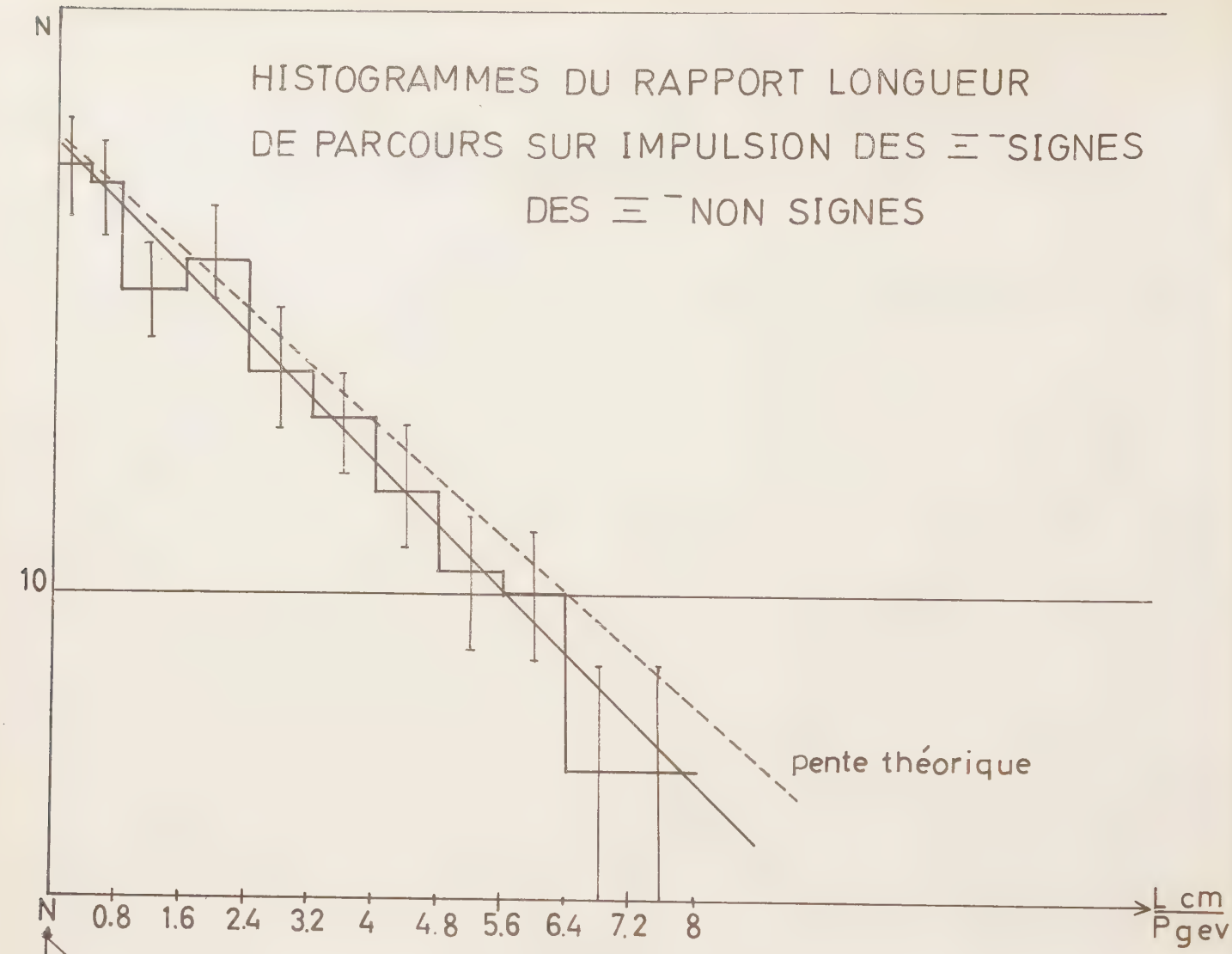


FIG III 22b

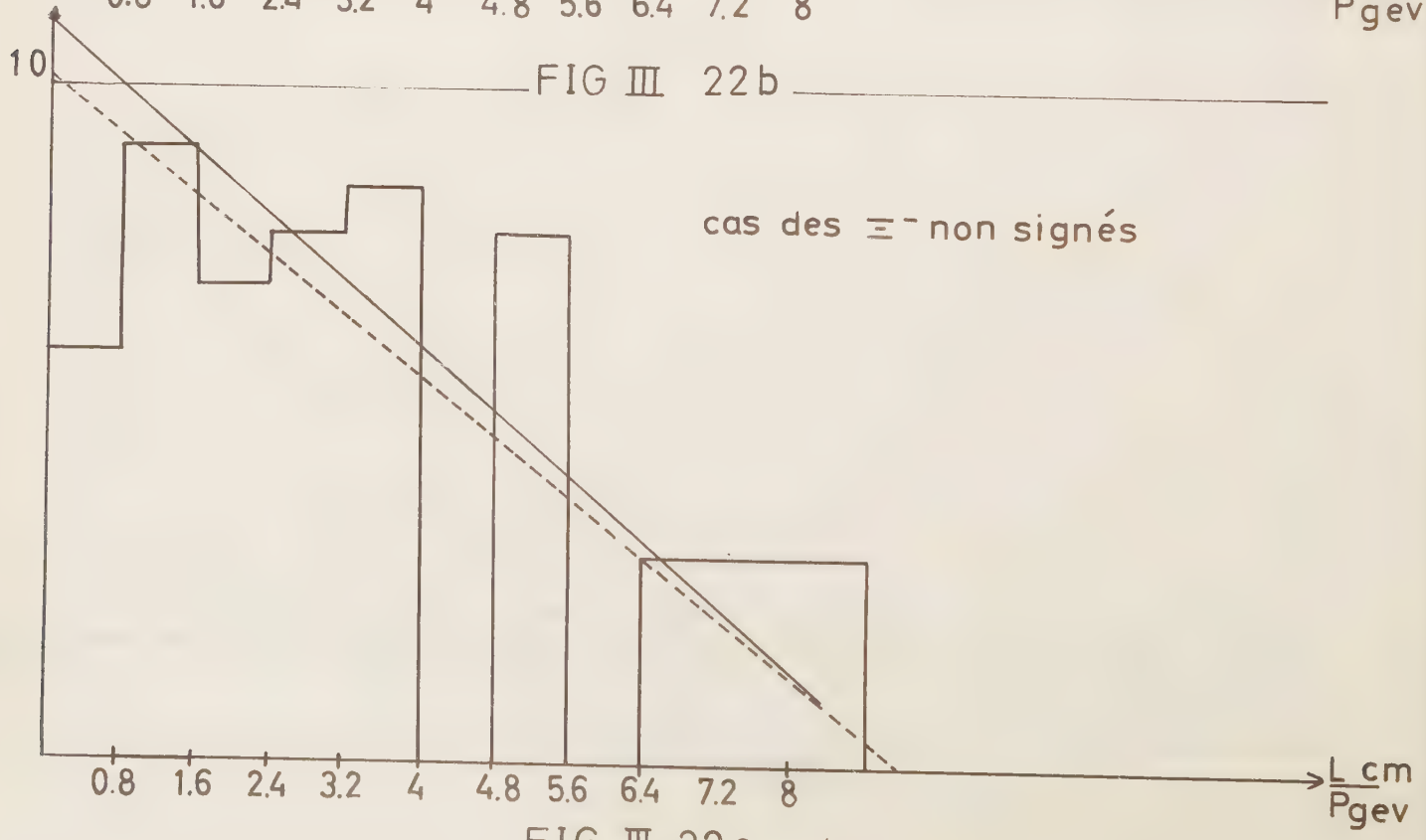


FIG III 22c

poids moyen d'un Ξ^- signé avec son Λ° , 120 événements entre - 220 et + 50, 59 entre + 50 et + 350 au lieu de 133 attendus, d'où poids moyen du Ξ^-_Λ = 1,41

Sur l'histogramme des x des Ξ^- K° nous en déduisons le poids moyen d'un Ξ^- non signé et d'un K°, 51 événements entre - 220 et + 50, 33 entre + 50 et + 350 au lieu de 57 attendus d'où poids d'un Ξ^- K° = 1,28

Bien que les types semi-phénoménologiques Ξ^-_Λ et Ξ^- K° soient ressemblants (2 branches dont un V^- et un V°) les poids moyens sont différents du fait que le Λ° pointe sur le V^- et le K° sur l'interaction, ce qui diminue la longueur potentielle du Λ° par rapport à celle du K°

Regardons les longueurs potentielles Elles ont été calculées en supposons que la chambre est un parallélépipède rectangle de 60 cm x 30 cm x 30 cm Sur la figure III - 24 nous avons fait les histogrammes des longueurs potentielles moins les longueurs vraies parcourues pour les Λ°, K° et Ξ^-. Nous devrions observer une répartition linéaire à partir de zéro puis une décroissance due au début de la chambre En fait, pour les Λ° quand $L_p - L$ est inférieur à 12 cm, nous avons un manque d'événement dues, d'une part à la coupure à + 5 cm sur la longueur des secondaires et d'autre part au fait que certaines désintégrations se font très près des cotes du parallélépipède et n'ont pas été pris comme V° au dépouillement Nous éliminerons donc tous les événements où $L_p - L < 12$ cm et nous poserons $L_p = L_p - 12$ pour les calculs de poids pour les autres. La zone d'observation des événements de ce type qui était de - 22 à + 35 cm(soit 57 cm)devient longue de 45 cm.

Pour les K°, il en est de même, mais la limite est plus loin 15 cm, car nous verrons plus tard que les K° sont émis à plus grand angle que les Λ° des Ξ^- et il sont plus ouverts car leur «p» est plus faible Pour ce type la zone d'observation passe donc à 43 cm

Pour les Ξ^-_Λ et les Ξ^- nous voyons aussi (fig. III - 25) au début un manque d'événement dû à la désintégration du Λ° dans la longueur restante ($L_p - L$) Après un plateau de 18 à 33 nous voyons la décroissance normale du nombre d'événements mais en regardant alors l'histogramme de la figure III - 25b, nous voyons que nous n'avons plus de perte pour L petit si $L_p - L$ est supérieur à 33 car la probabilité de voir le Λ° est alors très grande.

HISTOGRAMMES DES ABSCISSES DES POINTS D'INTERACTIO

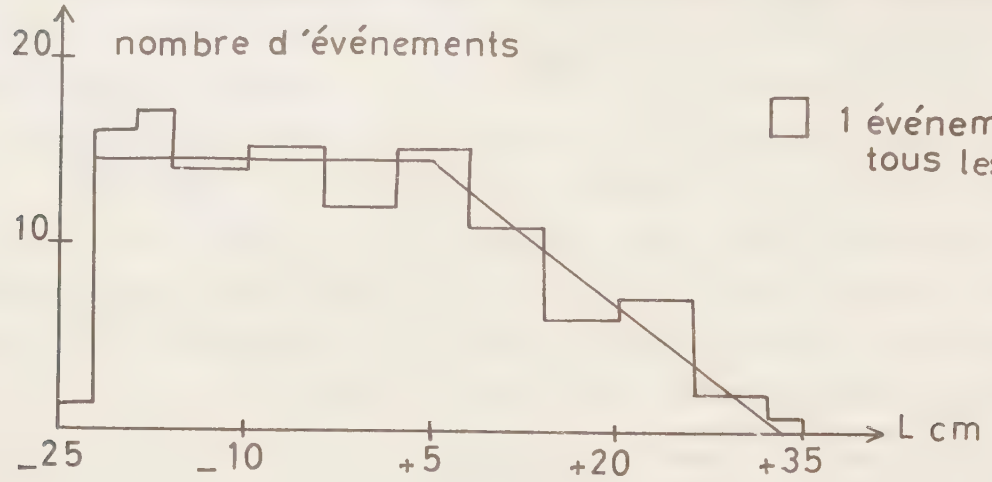


FIG III 23 a

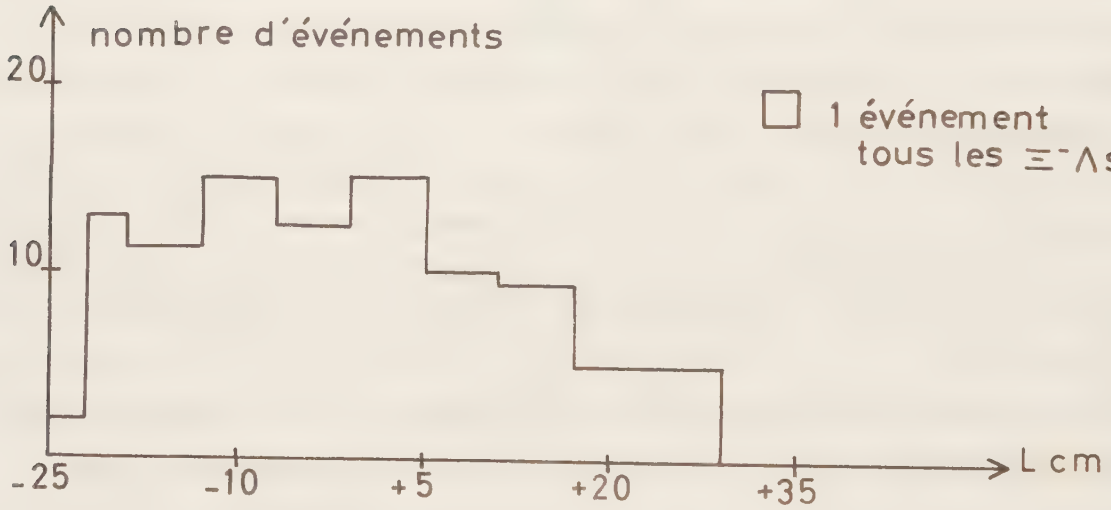


FIG III 23 b

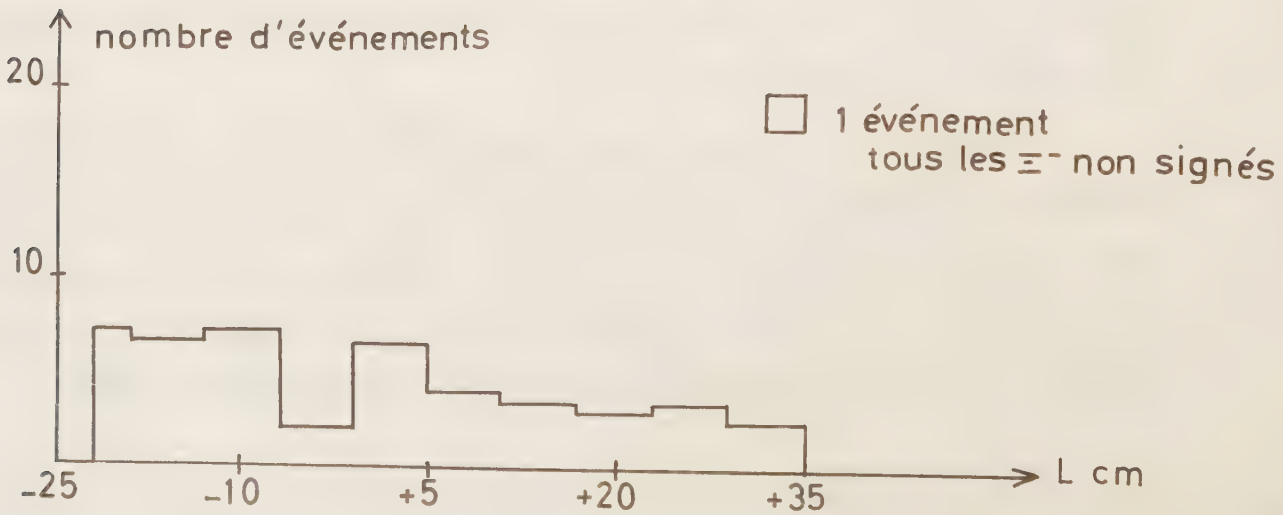


FIG III 23 c

HISTOGRAMMES DES LONGUEURS POTENTIELLES DE PARCOURS DES Λ° DES Ξ^- ET DES K°

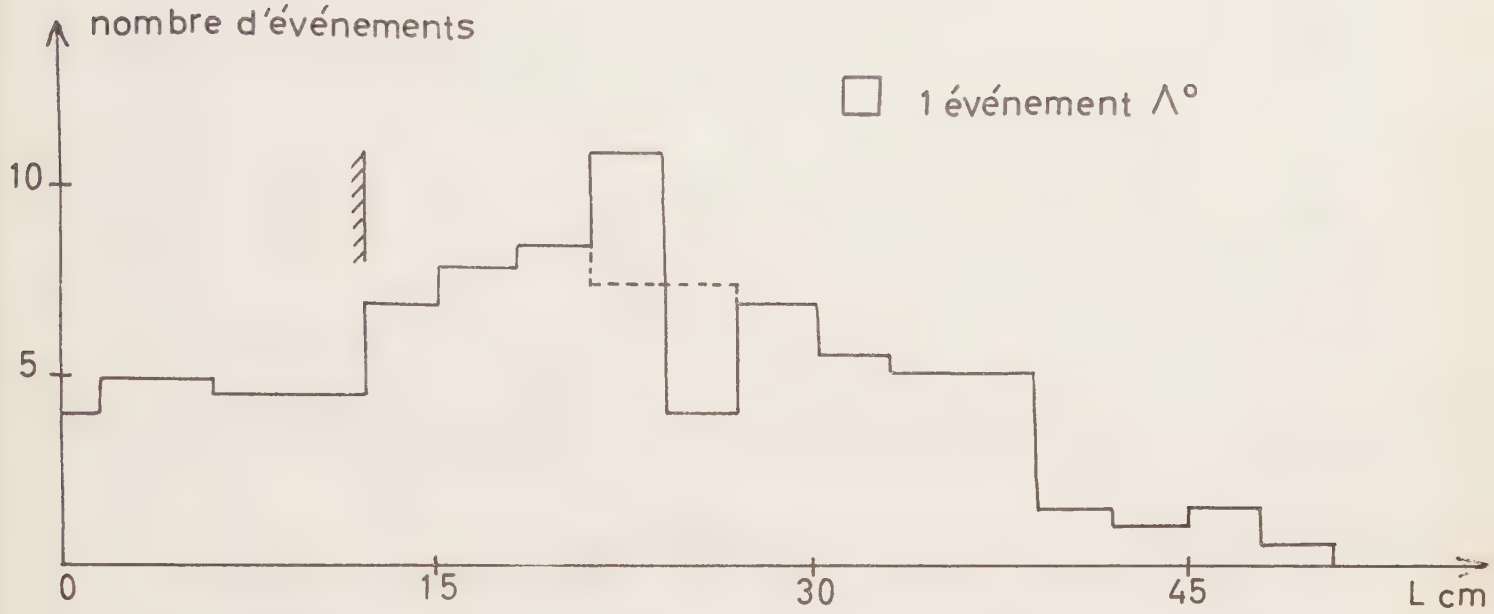


FIG III 24 a

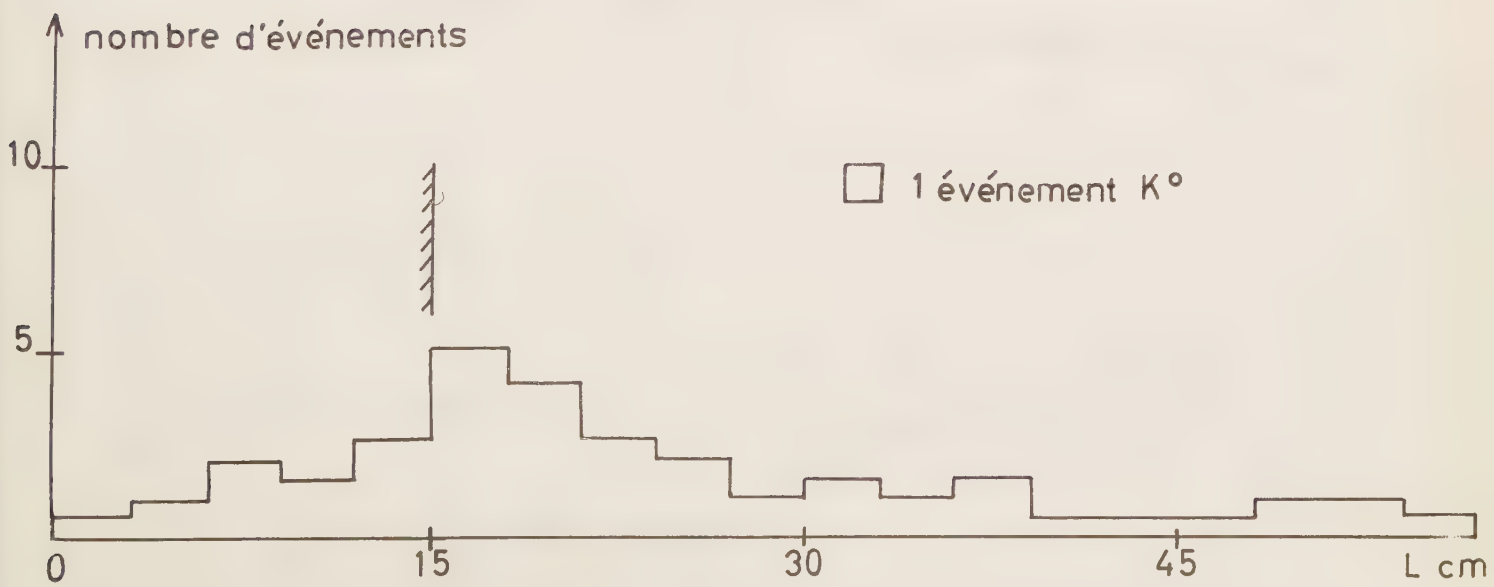


FIG III 24 b

HISTOGRAMME DES LONGUEURS POTENTIELLES DE PARCOURS DU Ξ^-

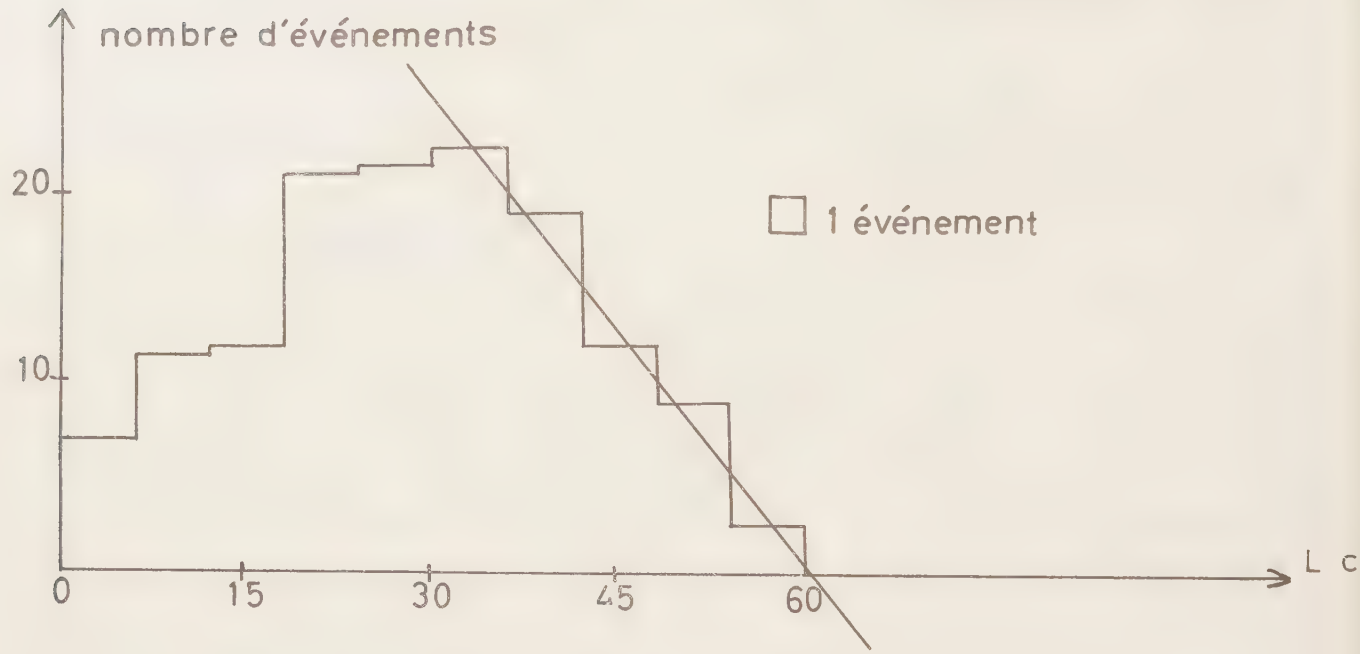


FIG III 25 a

HISTOGRAMME DE LA LONGUEUR DE PARCOURS DU Ξ^- DANS LE CAS OU LA LONGUEUR POTENTIELLE EST SUPERIEURE A 33 CM

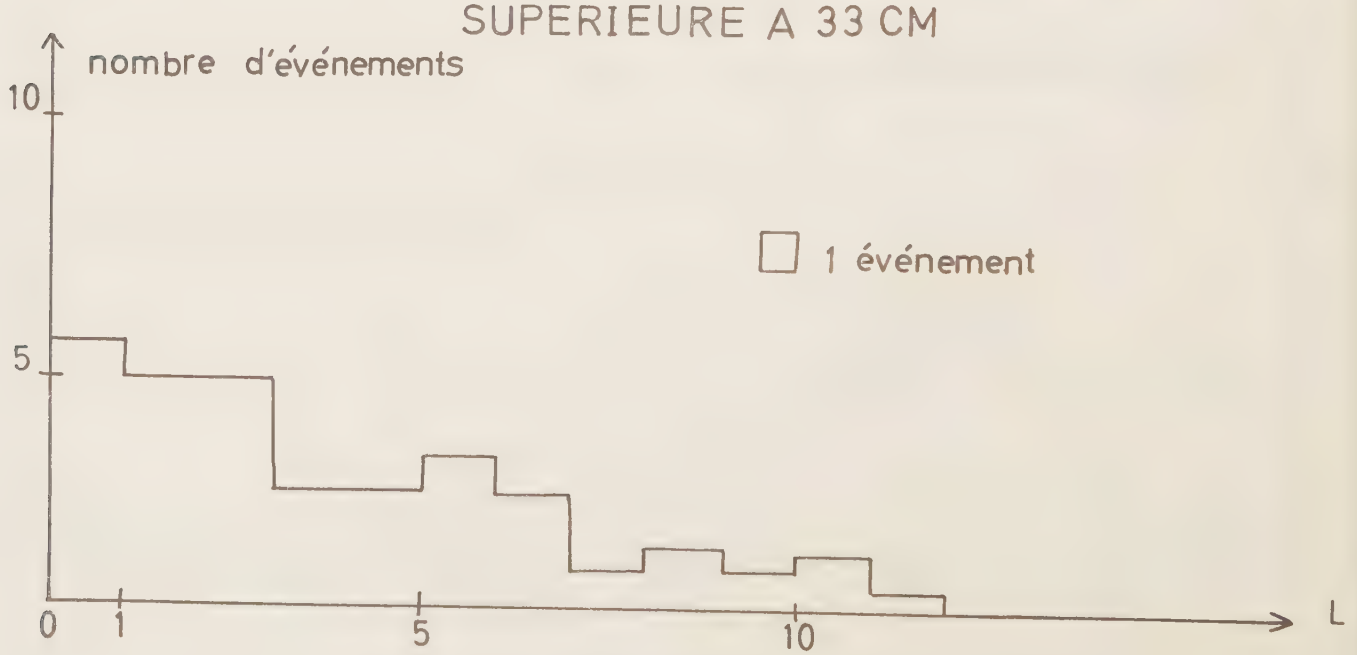
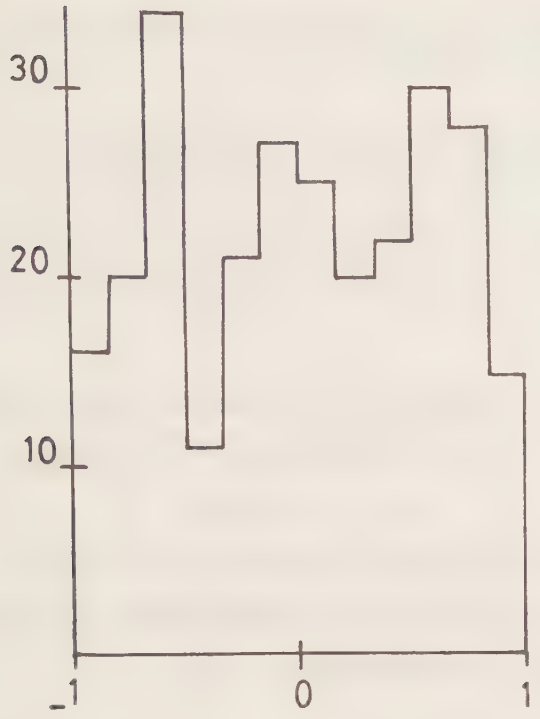
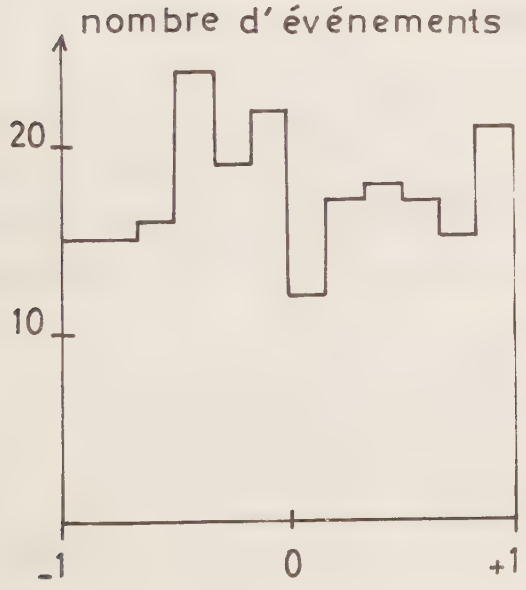


FIG III 25 b

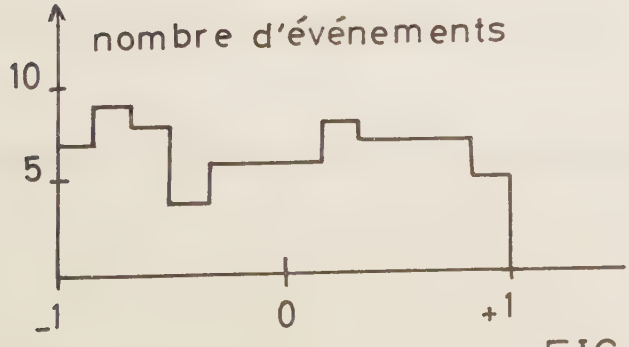
HISTOGRAMMES DU COS θ^* DU π^- DANS LES DESINTEGRATIONS DES Ξ^-, Λ°, K°, DES EVENEMENTS RARES



▭ 1 événement Ξ^-
269 événements



▭ 1 événement Λ°
211 événements



▭ 1 événement K°_1
80 événements

FIG III 26

Nous ne ferons aucune coupure sur la longueur potentielle des Ξ^- et nous garderons les valeurs calculées.

Sur la figure III - 26 nous avons tracé les distributions en $\cos\theta^*$ des π^- des désintégrations des Ξ^- en $\Lambda^\circ + \pi^-$, des Λ° en $p + \pi^-$ et des K_1° en $\pi^+ + \pi^-$. Nous pouvons considérer ces distributions comme plates à un écart type près ce qui laisse supposer l'absence de biais important dans ces désintégrations.

Ainsi nous avons effectué des coupures et calculé des poids globaux (pour tenir compte de certains biais). Ils sont résumés dans le tableau III - 27.

Cette méthode de pondération globale est valable si le nombre d'événements est très grand mais pour un lot réduit il est prudent d'attribuer à chacun son poids. Ce sera l'objet du paragraphe 4 - 2.

4 - 2 - Calcul du poids de chaque événement

L'étude faite au paragraphe 4 - 1 nous a permis de chercher les coupures (tableau III - 27) pour purifier notre lot ; nous allons calculer, les poids pour tenir compte des longueurs potentielles de chaque événement.

Calculons les formules de poids. Posons λ_1, λ_2 et λ_3, les moyennes de L pour un Ξ^-, un Λ°, un K°. Nous avons $\lambda = \langle L \rangle = \frac{pc}{m}\tau$

d'où pour un Ξ^-

$$\lambda_1 = p_1 \times \frac{c}{m_1}\tau_1 = p_1 \times \frac{3}{1{,}321} \times 1{,}77 = 4{,}01 \times p_1 \text{ en cm/Gev}$$

d'où $\frac{1}{\lambda_1} = 24{,}9$ mm/Mev

pour un Λ°

$$\lambda_2 = p_2 \times \frac{c}{m_2}\tau_2 = p_2 \times \frac{3}{1{,}115} \times 1 = 6{,}01 \times p_2 \quad \text{d'où } \frac{1}{\lambda_2} = 14{,}8 \text{ mm/Mev}$$

pour un K_1°

$$\lambda_3 = p_3 \times \frac{c}{m_3}\tau_3 = p_3 \times \frac{3}{0{,}498} \times 1 = 6{,}01 \times p_3 \quad \text{d'où } \frac{1}{\lambda_3} = 16{,}59 \text{ mm/mev}$$

d'où les formules de poids :

Tableau des coupures et des poids correspondants

	$\Xi^-_\Lambda K^+$	$\Xi^-_\Lambda (K^o)$	$\Xi^-_\Lambda K^o$	$\Xi^- K^o$
coupure et poids	oui	oui	oui	oui
$-22 < x < +35$	1	1	1	1
coupure et poids du	non	non	non	oui
$(L/P)_\Xi < 0,8$ cm/Gev	1	1	1	2,115
coupure et poids	oui	oui	oui	non
$(L_P - L)_{\Lambda_o} < 12$	3/2	3/2	3/2	3
coupure et poids	non	oui	oui	oui
$(L_P - L)_{K^o} < 15$	1	3/2	3	3
Poids global pour Ξ_Λ (dû à L_P)	1,41	1,41	1,41	1
Poids global pour Ξ^- (dû à L_P)	1	1	1	1,28
Poids global	2,12	3,18	6,35	12,8
Poids moyen en fait affecté après calcul du poids pour chaque événement	1,98	3,03	5,71	8,97

Tableau III - 27

pour un Ξ^- sans Λ°

$$p = 1{,}115 \times \frac{1}{1 - e^{-\frac{Lp\ du\ \Xi}{\lambda_1}}} \times \frac{1}{\frac{1}{3} + \frac{2}{3} e^{-\frac{Lp\ du\ \Lambda^\circ}{\lambda_2}}}$$

$$= 1{,}115 \times \frac{1}{1 - e^{-\frac{Lp_1 \times 24{,}9}{\lambda_1}}} \times \frac{1}{1 + 2\, e^{-\frac{Lp_2}{p_2} \times 14{,}8}}$$

pour un Ξ^-_Λ

$$p = 1 \times \frac{1}{1 - e^{-\frac{Lp}{\lambda_2}}} \times \frac{3}{2} = 1{,}5 \times \frac{1}{1 - e^{-\frac{Lp_1 \times 24{,}9}{p_1}}}$$

pour un K°_1 vu

$$p = 3 \times \frac{1}{1 - e^{-\frac{Lp\ du\ K}{\lambda_3}}} = \frac{3}{1 - e^{-\frac{Lp}{p_3} \times 16{,}59}}$$

pour un K°_1 non vu

$$p = \frac{1}{\frac{2}{3} + \frac{1}{3} e^{-\frac{Lp\ du\ K}{\lambda_3}}} = \frac{3}{2 + e^{-\frac{Lp_3}{p_3} \times 16{,}59}}$$

Un programme lit les cartes "résumées", effectue les coupures du tableau III - 27 et calcule avec les formules précédentes les poids pour chaque événement. Pour certains où un ajustement manque (il manque l'ajustement au point d'interaction ou l'ajustement du Ξ^- n'utilise le Λ° vu, ...), le programme les signale et nous avons donné à ces événements "à répartir" le poids moyen pour la réaction étudiée. Le tableau III -28 résume l'organigramme de ce programme. Comme nous n'avons pas recalculé le quadrivecteur manquant nous n'avons pas utilisé la formule précédente pour les K°_1. Nous calculerons globalement le poids d'un K°_1 non vu avec les rapports des poids entre les réactions Ξ^-_Λ (K°) et Ξ^-_Λ K°.

Le tableau III - 29 résume les nombres corrigés d'événements et pondérés par le programme. Nous ne rentrerons pas dans les détails du calcul

ORGANIGRAMME DU PROGRAMME CALCULANT LE POIDS DE CHAQUE EVENEMENT

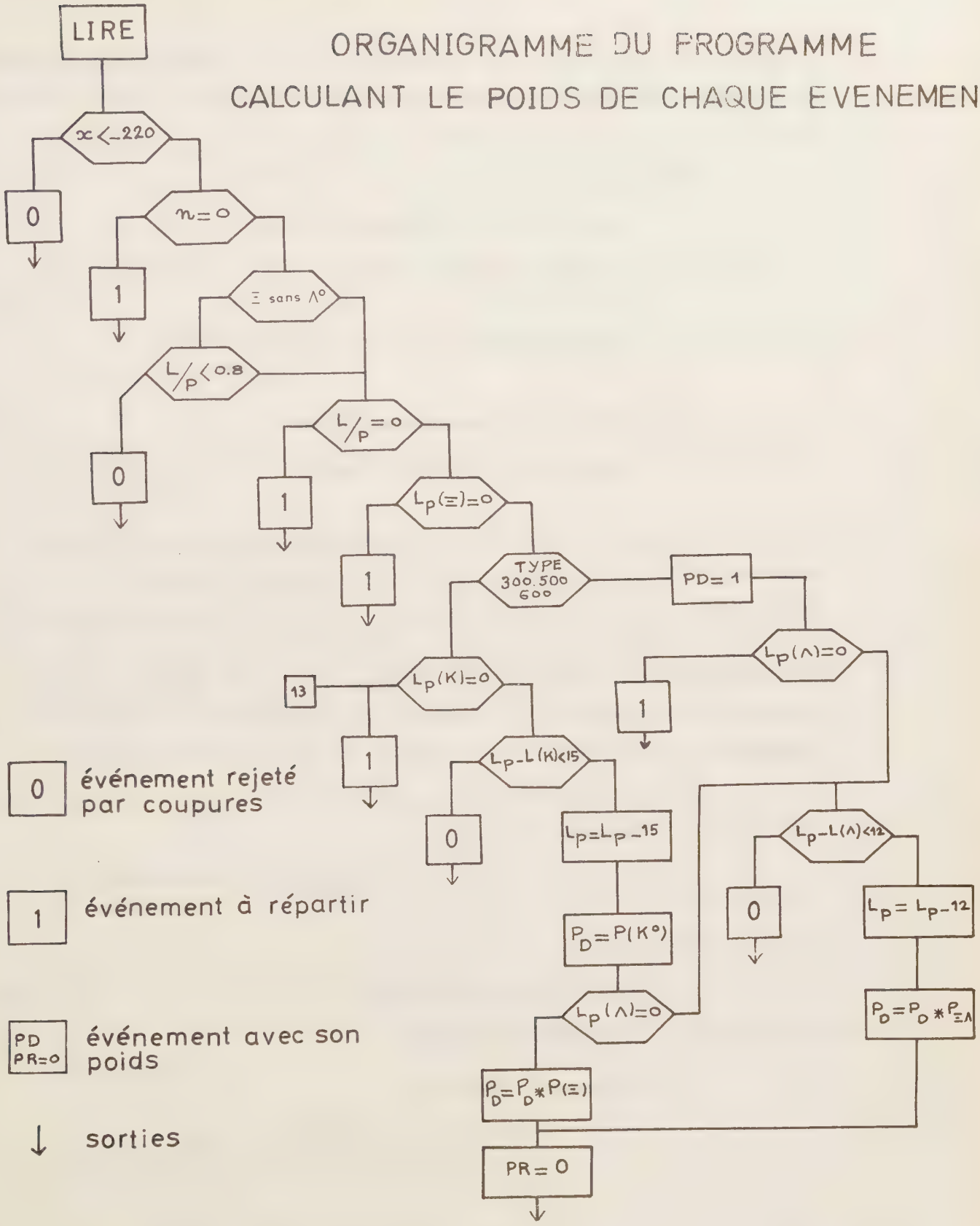


TABLEAU III 28

de chaque réaction sauf pour la réaction $\Xi^- \pi^+ K^o$ qui est la plus compliquée et dont les rapports d'événements par type de visibilité étaient très différents (voir § 3 - 2).

Type $\Xi^-_\Lambda (K^o)$

Nombre total d'événements	65
Nombre d'événements corrects (avec tous les ajustements)	59
Nombre d'événements supprimés par coupures (poids 0)	17
Poids total de ces 60 événements	83,2
Nombre d'événements à répartir	6

Sur ces 6 événements, 1 n'a pas d'ajustement du Λ^o bien qu'il soit présent sur la photographie, 1 n'a pas de fit du Ξ^- bien qu'il ait été mesuré, un a son fit du Ξ^- qui n'utilise pas le Λ^o (car la ligne de vol du Λ^o n'a que 2 mm et le grind a de la difficulté à ajuster ce type), 3 ont ou n'ont pas d'ajustement à l'interaction mais le K^o étant présent et non mesurable, il est certain qu'il s'agit de la réaction à K^o (de plus la masse manquante au carré est voisine de celle du K^o à un écart type près).

Pour les trois premiers, le poids sera : 83,2 : 42 = 1,98 soit : 3 x 1,98 = 6 événements corrigés.

Pour les trois autres, nous prendrons le poids des $\Xi^-_\Lambda K^o$ vu.

Type $\Xi^- K^o$:

Nombre total d'événements	36
Evénement à poids 0 :	14

Evénements corrigés

$$179,48 + 2 \times \frac{179,48}{14} = 197 \text{ pour } 43 \text{ cm.}$$

Type $\Xi^-_\Lambda K^\circ$:

Nombre total d'événements	24
Evénements à poids 0	5
Evénements corrigés	

$$91,4 + 5,8 + 2 \times \frac{91,4}{21 - 5} = 109 \text{ pour } 43 \text{ cm.}$$

Mais il y a 3 événements $\Xi^-_\Lambda K^\circ$ qui avaient été mis avec $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$, soit : $3 \times 5,7 = 17,1$

Sur 43 cm pour les types semi-phénoménologiques $\Xi^-_\Lambda K^\circ$ et $\Xi^- K^\circ$, les nombres corrigés sont 126 et 197 et sur 45 cm, ils deviennent 132 ± 30 et 206 ± 44.

Calculons le poids d'un K°_1 non vu ; les poids des types $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$ et $\Xi^-_\Lambda K^\circ$ sont respectivement 1,98 et 5,71 donc le poids d'un K°_1 vu est $\frac{5,71}{1,98} = 2,89$ et celui d'un K°_1 non vu : 1 sur $1 - \frac{1}{2,89}$ soit 1,53

Nous avions pour 45 cm, 90 événements $\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$ non corrigés pour le K°, soit 138 événements corrigés, soit 138 ± 20.

En résumé :

$\Xi^-_\Lambda (K^\circ)$	138 ± 20
$\Xi^-_\Lambda K^\circ$	132 ± 30
$\Xi^- K^\circ$	206 ± 44

En appliquant la formule donnant N (§ 3 - 2), nous trouvons : 145 ± 18

Nous voyons que, maintenant les différences entre les modes de visibilité ne sont plus qu'à 1,5 écart standard au lieu des 3 écarts précédents

Le tableau III - 29 résume les nombres corrigés par réaction calculés pour 45 cm.

4 - 3 - Calcul des sections efficaces

Nous verrons au prochain chapitre que la section efficace pour un événement non rare de l'E.P. pour 65 cm de visibilité et 83 % d'efficacité de dépouillement est 0,375 µb/événement.

Donc pour le lot complet de l'E.P. et Saclay, cette section efficace devient 0,153 µb/événement.

Avec les tableaux III - 4 - 5, nous pouvons calculer l'efficacité de classement des rares : c'est le rapport des événements qui ont été rangés par réaction sur le nombre total d'événements (nombre qui contient les rejets et les ambigus mais qui ne contient pas les faux, c'est-à-dire ceux devant changer de type géométrique). Nous supposerons que ce résidu d'événements (rejets et ambigus) est réparti entre les diverses réactions d'un même type géométrique selon la même loi que les autres.

Cette efficacité est de 82 % pour les 211^-, 65 % pour les 411^- et 211^+. Nous avons calculé nos nombres sur 45 cm ce qui nous donne une section efficace par événement rare pour l'ensemble du lot E.P + Saclay : 0,268 pour les 211^-, 0,338 pour les 411^- et les 211^+ en µ barn par événement. Les sections efficaces totales sont affichées dans le tableau III - 29.

Tableau des sections efficaces (µb)

	Nombre d'événements		σ
	observés	corrigés	total
$\Xi^- K^+$	52	78 ± 11	21 ± 3
$\Xi^- K^+ \pi^\circ$	49	75 ± 11	20 ± 3
$\Xi^- K^\circ \pi^+$	125	145 ± 15	39 ± 4
$\Xi^- K^+ \pi^+\pi^-$	31	49 ± 9	17 ± 4
$\Xi^- K^+ (2\pi^\circ)$	12	19 ± 5	$5,1 \pm 1$
$\Xi^- K^\circ \pi^+ \pi^\circ$	49	57 ± 8	15 ± 2
$\Sigma^- K^+ K^\circ$	7 x 2	42 ± 15	11 ± 4
$\Sigma^- K^- K^\circ$	3 x 2	18 ± 9	6 ± 3
$\Lambda^\circ K^\circ K^\circ$	70	/	55 ± 8

Tableau III - 29

CHAPITRE IV

SELECTION DE REACTIONS RARES PARMI LES EVENEMENTS NON-RARES

Les événements "non-rares", à une désintégration visible dans la chambre, qui ont été étudiés par la collaboration, sont les 001, 201, 401 et les 210 410 dans ces lots, nous pouvons chercher, soit des réactions de la liste A, déjà observées dans les rares (comme $\Xi^- K^+$ dans les 210 Ξ^-), soit des réactions que nous ne pouvons trouver que dans ces lots (comme les $\Xi^0 K^+ \pi^-$).

Le plan ci-dessous a été suivi :

a) Recherche des réactions $\Xi^0 K^0$ dans les événements 001

b) Recherche des réactions $\Xi^0 K^+ \pi^-$ et $\Xi^0 K^0 \pi^+ \pi^-$ dans les 201

c) Recherche des réactions $\Lambda^0 K^+ K^-$; nous verrons que l'on a pu séparer les événements un par un et calculer les caractéristiques cinématiques pour chacun. Par contre, il a été impossible d'apprécier le nombre de $\Sigma^0 K^+ K^-$.

d) Recherche des réactions $\Xi^- K^+$, $\Xi^- K^+ \pi^0$ et $\Xi \pi^+ K^0$ dans les 210. Seuls certains événements $\Xi^- K^+$ ont été bien séparés et leur nombre apprécié, mais rien n'a pu être fait sur les $\Xi^- K^+ \pi^0$ et $\Xi \pi^+ K^0$. De même pour les $\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$ parmi les 410

1 - ANALYSE DES "NON-RARES"

Après la mesure, chaque événement analysé par un physicien avec la sortie cinématique du Grind, est sélectionné pour être mis sur une bande bibliothèque ou rejeté (les causes de rejet étant, soit un changement de catégorie par exemple si le Λ^o d'un 2C1 ne pointe pas sur l'interaction, soit une difficulté de mesure). Les mauvais événements n'ont été remesurés qu'une fois. Les hypothèses proposées au calcul du grind ne correspondent qu'à des réactions non-rares.

Les bandes bibliothèques (D.S.T. data summary tape) communes à l'ensemble des trois laboratoires de la collaboration comprennent environ 25.000 événements mesurés pour l'expérience K^- de 3 Gev/c dont 9.000 à l'E.P. Ces bandes sont formées de lots d'événements classés par réactions ($\Lambda^o \pi^+ \pi^-$, ...). Le classement est limité aux réactions très abondantes ignorant les réactions rares. Pour chaque événement, la bande bibliothèque comprend un bloc enregistré en binaire contenant les caractéristiques calculées par Thresh et Grind (coordonnées des points, $p\lambda\phi$ après et avant l'ajustement de chaque trace) et des valeurs calculées par le programme Bake donnant les masses effectives et les angles de désintégration et de production.

La section efficace par événement non-rare est calculé à partir de la connaissance du nombre de τ (chapitre II). Les τ ont été scannés sur un nombre restreint de films dans une zone de 40 cm commençant 10 cm après l'entrée de la chambre. L'efficacité du dépouillement a été de 83 % (vérifiée que pour l'expérience 11). Les nombres trouvés et les sections efficaces trouvées par événement non-rare de l'E.P. sont résumés dans le tableau IV - 1.

Expériences	11	21	31
Nombre de τ dépouillés	369 $\pm$ 15	137 $\pm$ 12	501 $\pm$ 23
Nombre τ corrigés pour toute la chambre	618	268	981
σ eff./événement en μb pour toute la chambre	1,19 $\pm$ 0,13	2,09 $\pm$ 0,28	0,77 $\pm$ 0,08

Tableau IV - 1

2 - ETUDE DE CERTAINES REACTIONS

2 - 1 - Recherche des $\Xi^\circ K^\circ$ dans les 001

La réaction $\Xi^\circ K^\circ$ apparaît sous la forme.

a) d'un K° et d'un Λ° vu (002) ; nous avons vu au paragraphe III - 2 - 3 qu'il y en a 7 pour 0,45 de la statistique totale.

b) d'un Λ° vu ; ils sont irrécupérables avec les moyens actuels de la chambre à bulles à hydrogène.

c) d'un K° vu ; 001 à K°. Nous allons rechercher les $\Xi^\circ K^\circ$ dans 80 % des 001 à K° de la collaboration (il manque ceux de l'expérience 31 de l'Ecole Polytechnique). Calculons combien nous devons en attendre avec les résultats de a) soit 7 pour 45 % du lot complet et avec les rapports de visibilité (9/2) et de recherche (zone de dépouillement). Nous devons avoir en tout 70 ± 25 $\Xi^\circ K^\circ$. Donc seulement 3 ± 2 devraient être vus dans la zone de dépouillement des 001 à K°.

Nous avons tracé le diagramme de la figure IV - 2 en portant la masse manquante à K°_1 au carré en x et le Δ^2 en y. Ce sont des K°_1 et l'ambiguité entre K et $\overline{K}$ mélange les baryons d'étrangeté - 2 et 0.

Sur l'histogramme du carré de la masse manquante au K° (fig. IV - 3) nous voyons vers 1,7 (1,315 Mev/c^2) un léger pic à coté d'une grosse bosse, correspondant au Ξ° à coté du N^*_{1238}. Nous pouvons apprécier le fond dû au N^* dans la bande du Ξ° (1,715 - 1,750) à 8 événements ; le nombre de Ξ° dans cette bande est $(15 - 8) \pm \sqrt{8}$ soit 7 ± 3. Ce résultat est supérieur au nombre de 3 ± 2 attendu.

Etudions alors les distributions en $\cos\theta^*$ du système manquant (au K°) dans différentes bandes :

A (1400 - 1680) pour le N^* (largeur 125 Mev)

B (1680 - 1715) limite entre le Ξ° et le N^*

C (1715 - 1750) pour le Ξ°

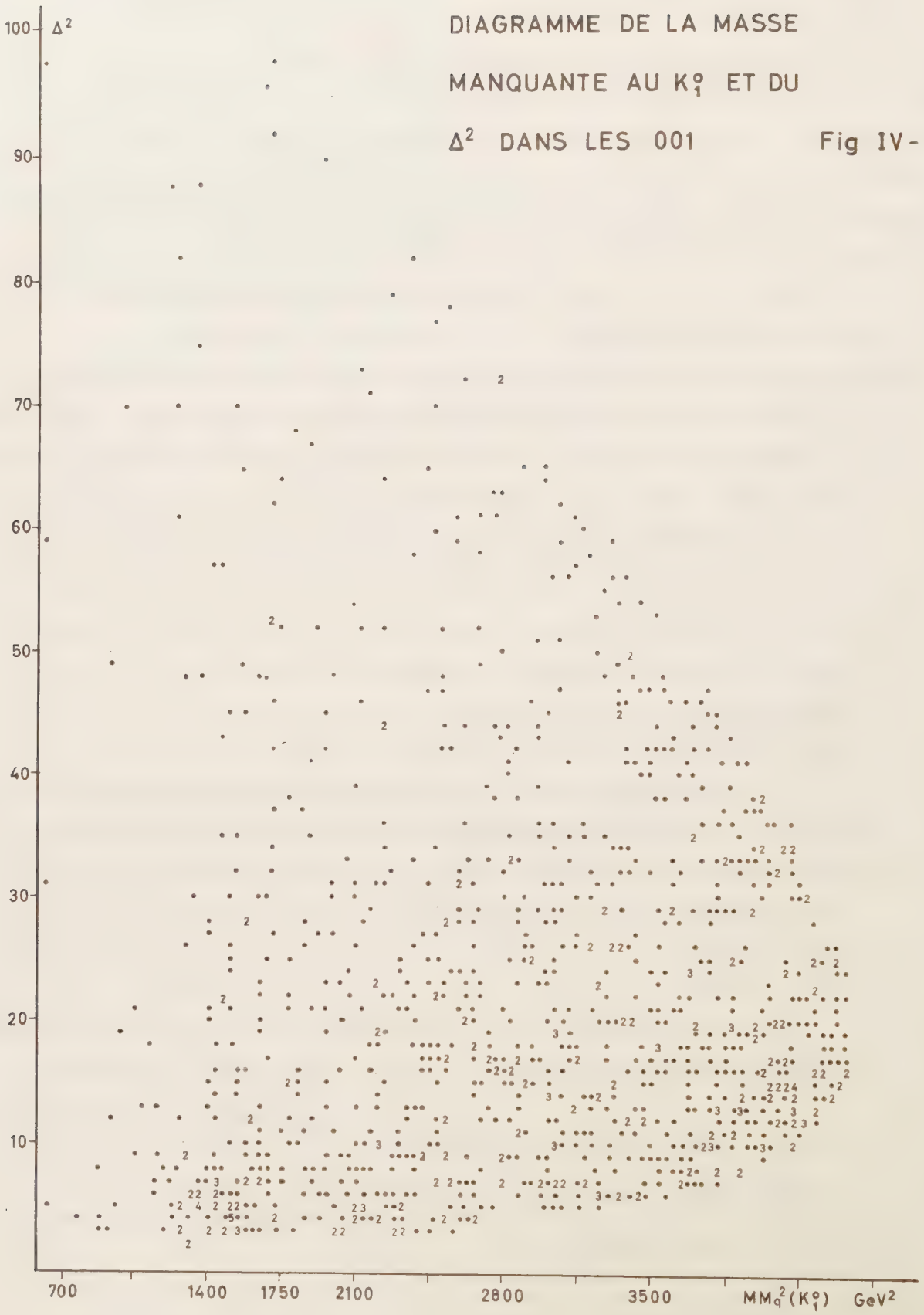
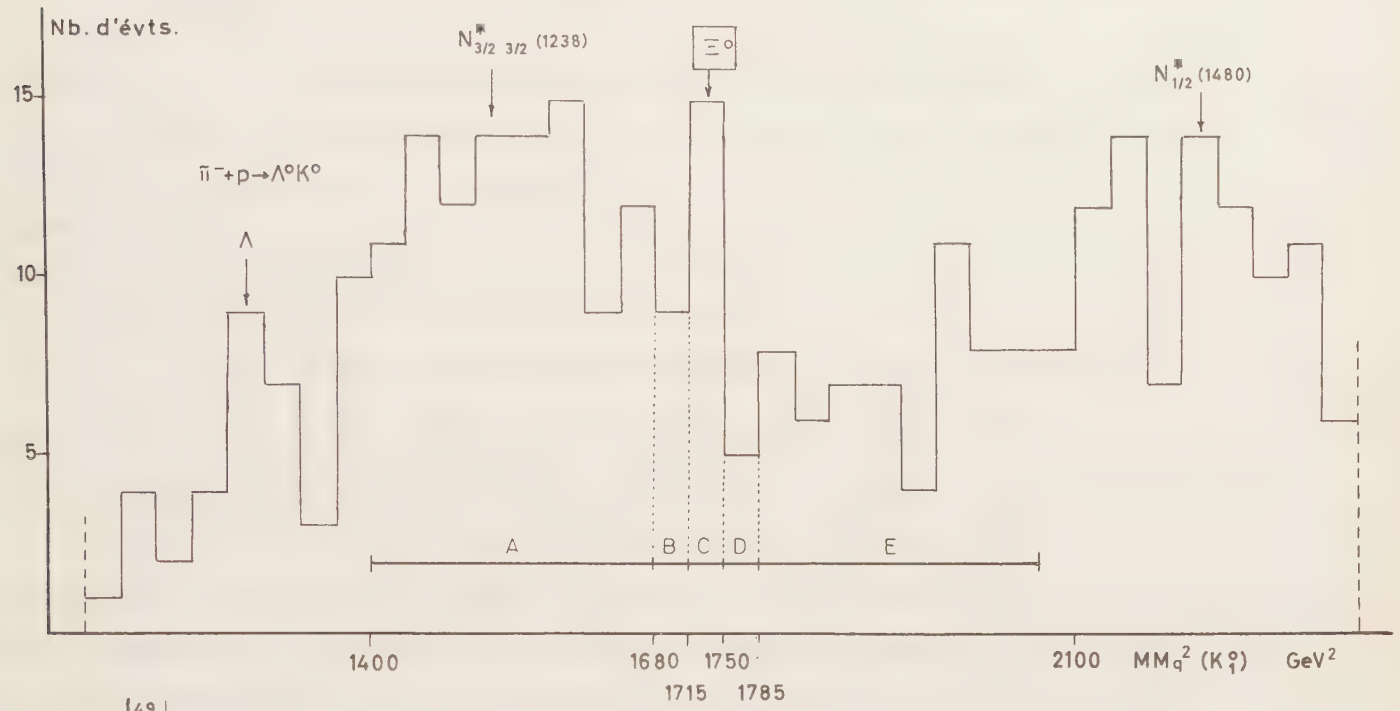


DIAGRAMME DE LA MASSE
MANQUANTE AU K^0_1 ET DU
Δ^2 DANS LES 001
Fig IV-2
Δ^2
100
90
80
70
60
50
40
30
20
10
700
1400
1750
2100
2800
3500
$MM_q^2(K^0_1)$ GeV^2

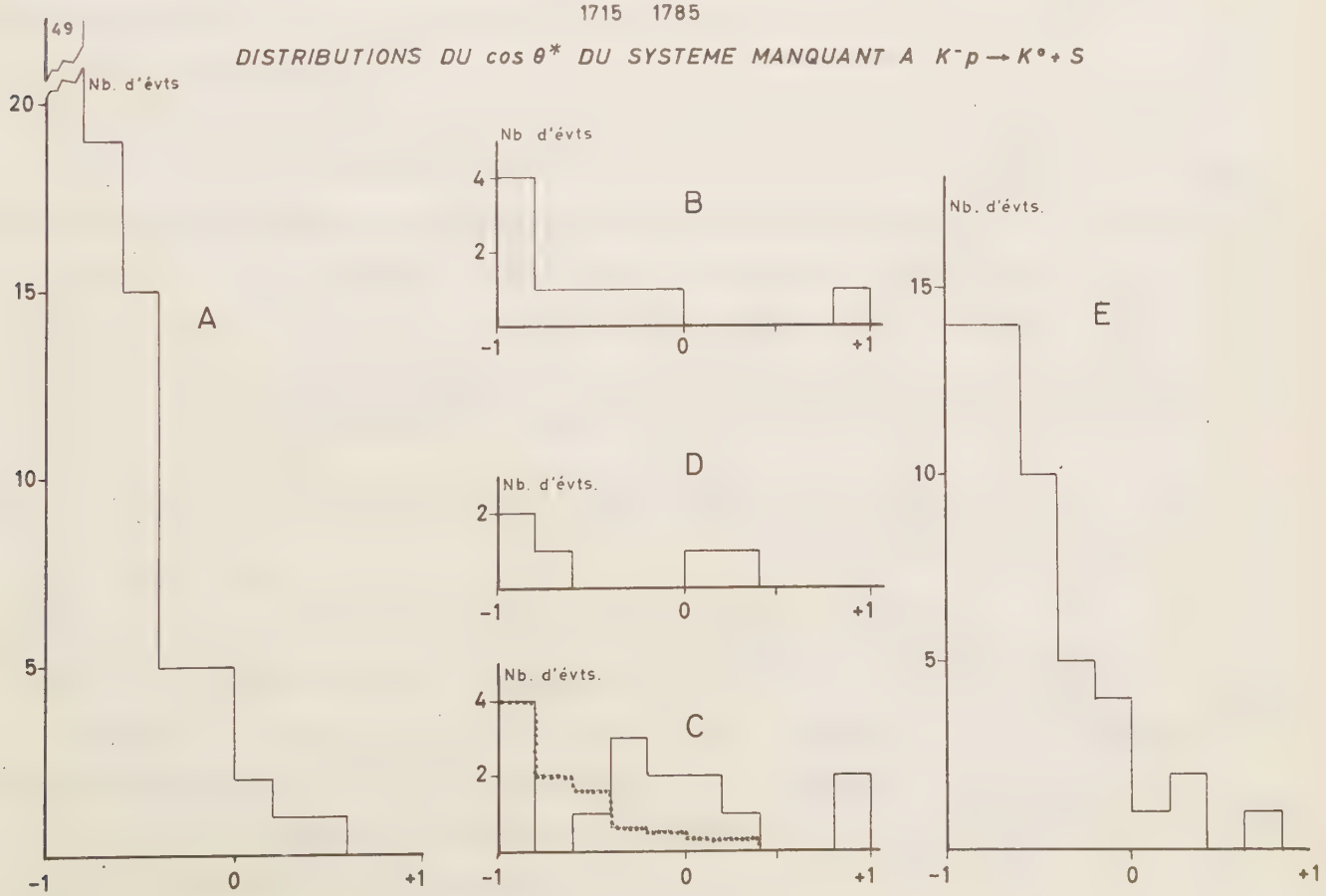
RECHERCHE DES $\Xi^\circ K^\circ$ DANS LES 001

Fig. IV-3 et IV-4

(MASSE MANQUANTE AU $K^\circ)^2$ dans les 001



DISTRIBUTIONS DU cos θ DU SYSTEME MANQUANT A $K^- p \rightarrow K^\circ + S$*



D (1750 - 1785) limite entre le Ξ^0 et le fond

E (1785 - 2030) fond symétrique du N^* par rapport au Ξ^0.

Nous avons fait la distribution en $\cos\theta^*$ (fig. IV - 4). Dans la bande A il y a un très grand pic arrière (la production K^+N^{*++} étant représentable par un modèle périphérique avec émission du baryon fortement piqué vers l'arrière). Dans la bande E le fond est plus important et nous avons une distribution moins piqué car comme nous sommes dans la queue du N^*, la proportion du N^* sur le fond est plus faible. Par contre seules les bandes BCD et surtout C (correspondant au Ξ^0) présentent des événement avec un $\cos\theta^* > 0,5$.

En interpolant pour BCD les distributions de A et E que nous trouverions en l'absence de Ξ^0 nous pouvons dessiner avec de grandes marges d'erreur la distribution du $\cos\theta^*$ du Ξ^0. Pour C le fond est en pointillé sur la fig. IV-4

Nous pouvons alors apprécier le nombre de Ξ^0K^0 à 6 ± 2 événements. Ce nombre est compatible avec celui trouvé en analysant l'histogramme. La différence entre ces résultats et celui calculé avec les événements du type géométrique 002 est sans doute due au fait qu'une partie de ces derniers événements ont dû être perdu (notamment ceux où le Ξ^0 est émis vers l'avant leur Λ^0 n'étant pas observé à cause des limites finies de la chambre).

Il est donc nécessaire de pondérer ces deux résultats et nous pouvons estimer le lot total de Ξ^0K^0 à 75 ± 25.

2 - 2 - Recherche des Ξ^0 K^+ π^- parmi les événements 201

Nous avons d'abord cherché cette réaction dans tous les 201 à Λ^0 où le V^0 ne pointait pas.

Essayons de calculer une valeur maximum de la distance entre la ligne de vol du Λ^0 de désintégration du Ξ^- et le sommet de l'interaction (fig. III - 5).

Les hypérons Ξ^- des réactions Ξ^- K^+ π^0 ont une quantité de mouvement moyenne de 2,1 Gev. La longueur AV parcourue en moyenne est donc de :

$$\left\langle \frac{L}{P} \right\rangle = \frac{C \left\langle \tau \right\rangle}{M} \qquad AV = \frac{2,1 \times 3 \times 10^{10} \times 3,1 \times 10^{-10}}{1,314} = \frac{19,5}{1,31} = 14,9$$

soit 15 cm pour une vie moyenne.

AH = AV sinθ. Calculons donc θ.

Nous avons $P_{\Xi^o}{}^2 - 2\ P_\Lambda \cos\theta + P_\Lambda^2 = P_\pi^2$, $\cos\theta = \dfrac{P_\Xi^2 + P_\Lambda^2 - P_\pi^2}{2\ P_\Xi\ P_\Lambda}$

qui est maximum pour $\theta = 90°$.

Nous obtenons donc pour la valeur moyenne 2,1 Gev un angle de 4,5 degré et pour un minimum de 1 Gev cet angle devient 10 degrés environ, soit une distance AH = 2 cm au maximum.

Nous couperons donc tous les événements où la distance du Λ^o est supérieure à 3 cm.

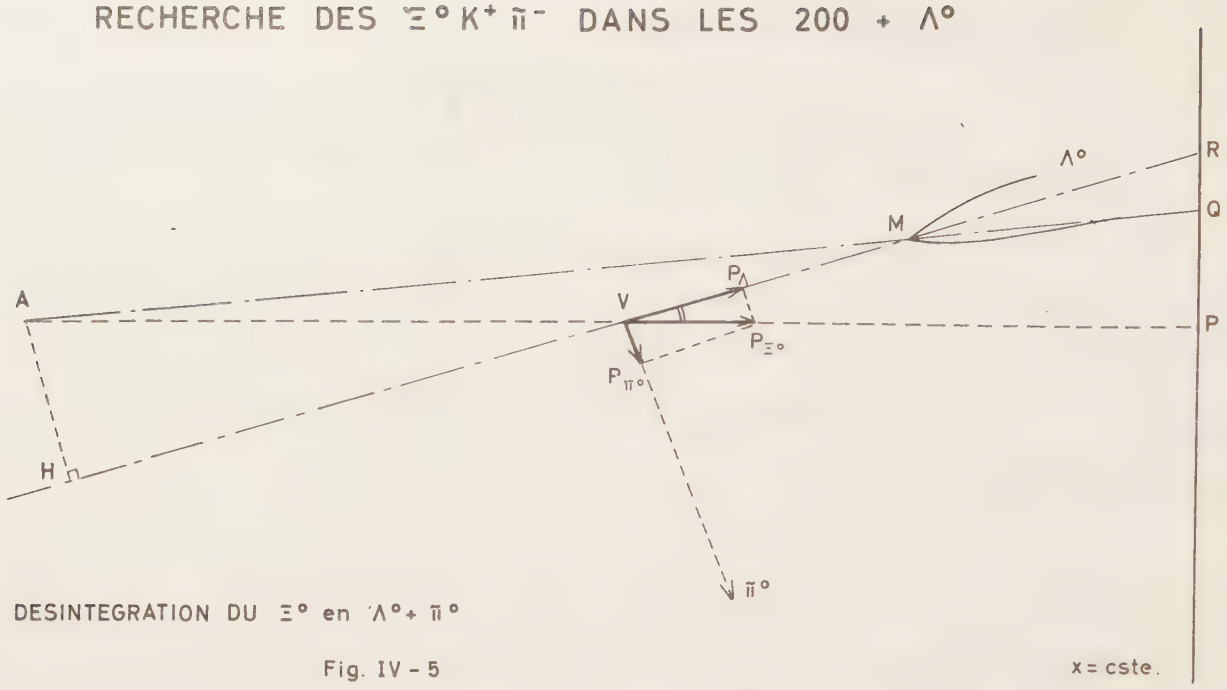
Nous avons rassemblé les cartes de mesure des événements du type 201 à Λ^o (où ce dernier ne pointe pas) correspondants aux expériences 11 + 21 + 1/2 31 de l'E.P. Il y en a 37 + 22 + 22 = 81. Nous les avons repassé en Thresh et dans un Grind simplifié Ce Grind gardait les ajustements de tous les Λ^o ne pointant pas et n'avait qu'un seul titre $K^+ \pi^-$ (Ξ^o). Sur l'histogramme de la masse manquante à $K^+ \pi^-$ au carré nous avons marqué les événements qui étaient en accord avec l'hypothèse $K^+ \pi^-$ (Ξ^o) (voir figure IV - 6a). Nous avons sélectionné les événements tels que la distance AH soit < 3 cm (figure IV - 6b).

Nous avons essayé, connaissant les vecteurs impulsions du Ξ^o et du Λ^o, de voir s'ils étaient associés sur les 14 événements restants Pour cela nous avons coupé les trois vecteurs P_Ξ, P_{Λ^o} et $\vec{AM}$ par un plan x = constante situé à 2 m de la chambre et nous avons regardé les figures formées par les trois points P, Q, R. Ils devraient être alignés, Q étant compris entre P et R (fig IV - 5). Cette coupure n'est pas significative car aux erreurs de mesure près il a toujours été possible de tracer une droite P, Q, R tel que Q soit entre P et R.

S'il y a des Ξ^o K^+ π^- dans ce type géométrique nous sommes sûrs que leur nombre est inférieur à 16.

Avec les bandes bibliothèques des réactions $\Lambda^o\ \pi^+\pi^-\pi^o$, $\Lambda^o\ \pi^+\pi^-$ + neutres (> π^o) nous avons calculé pour chaque événement la masse manquante à

RECHERCHE DES $\Xi^0 K^+ \pi^-$ DANS LES 200 + Λ^0



DESINTEGRATION DU Ξ^0 en $\Lambda^0 + \pi^0$

Fig. IV - 5

x = cste.

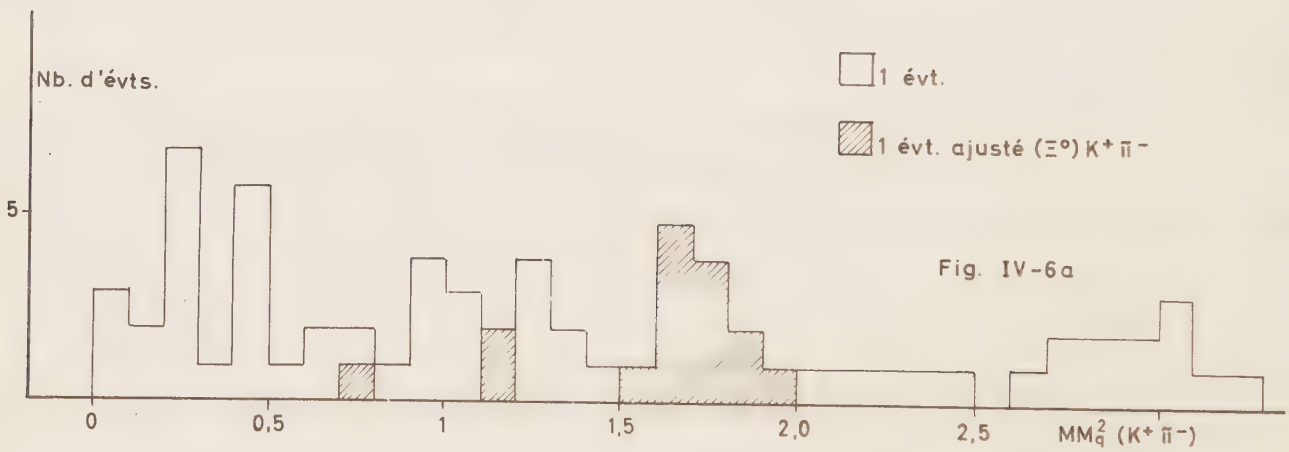


Fig. IV-6a

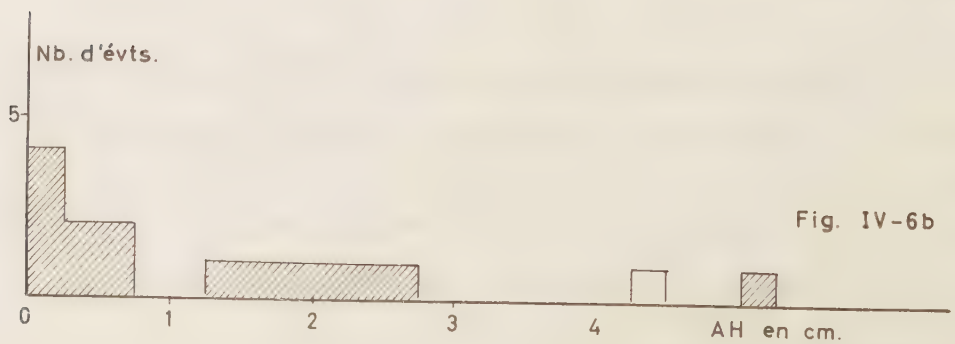


Fig. IV-6b

RECHERCHE DES $\Xi^\circ K^+ \pi^-$ DANS LES 201 à Λ°

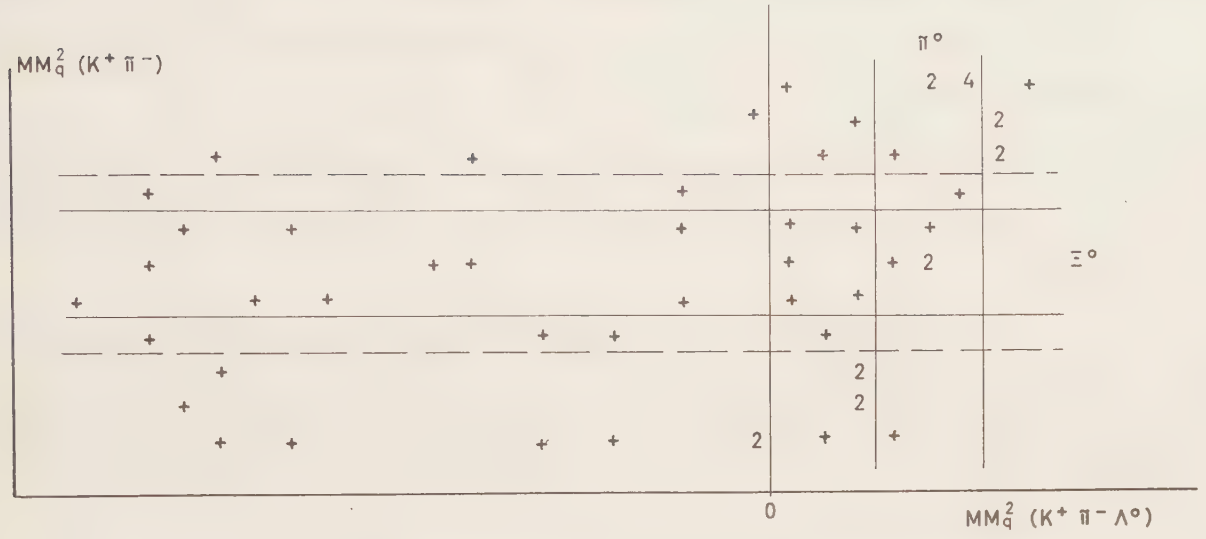


Fig. IV-7

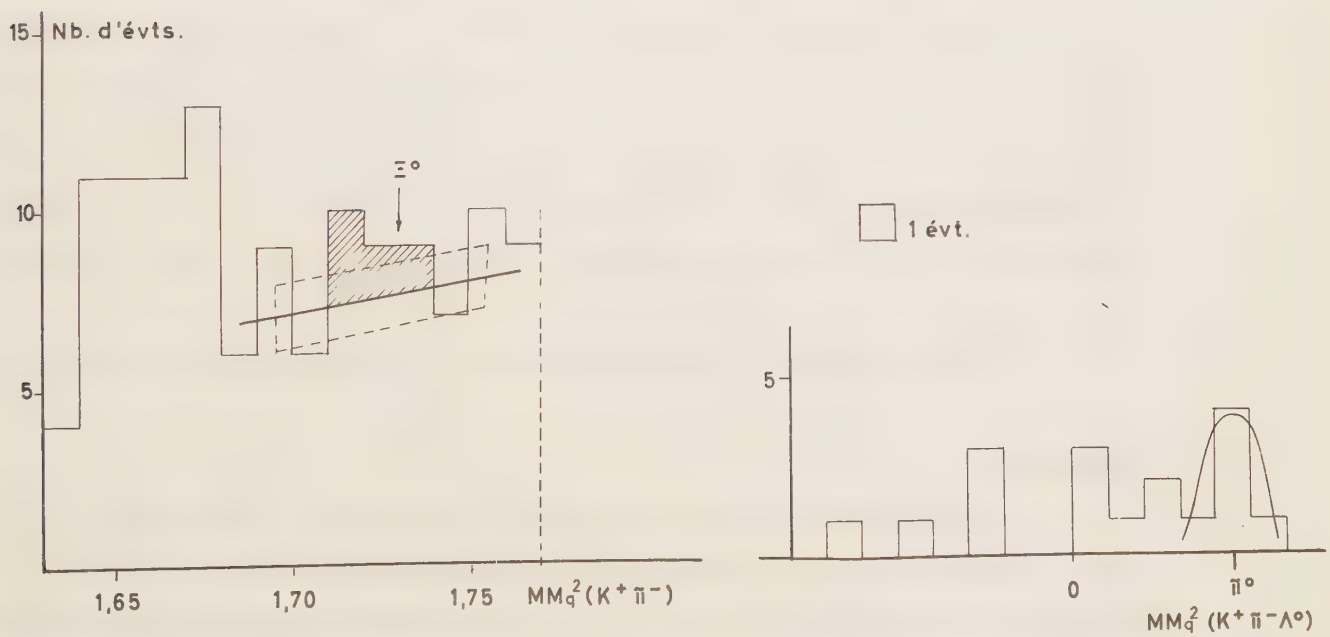


Fig. IV-8

$\Lambda^\circ K^+ \pi^-$ et la masse manquante à $K^+ \pi^-$ en remplaçant la masse du π^+ par celle du K^+. Nous avons fait alors le diagramme de la figure IV - 7 en portant la masse manquante à $K^+ \pi^-$ au carré en X et à $\Lambda^\circ K^+ \pi^-$ au carré en Y. Nous voyons une légère bosse dans la masse manquante à $K^+ \pi^-$ au carré vers 1,71 et nous apprécions un nombre de Ξ° égal à 6 ± 4 alors que le fond est de 22 événements. La distribution de la masse manquante à $\Lambda^\circ K^+ \pi^-$ au carré dans la bande du Ξ° montre effectivement une bosse à l'endroit du π° contenant environ 6 événements (fig. IV - 8). Il est impossible de se prononcer sur un chiffre plus exact avec une réaction noyée dans un ensemble de réactions $\Lambda \pi^+ \pi^- \pi^\circ$ et $\Lambda \pi^+ \pi^-$ (n π°) qui ont pour sections efficaces 1050 et 850 µb.

En pondérant les résultats de ces deux recherches nous pouvons simplement donner une limite supérieure du nombre total d'événements $\Xi^\circ K^+ \pi^-$ en multipliant par le rapport de visibilité du Λ° (3/2) soit 30 événements.

2 - 3 - Recherche des $\Xi^\circ K^\circ \pi^+\pi^-$ dans les 201 à K°

Pour les quatre corps $K^\circ \pi^+ \pi^-$ (Ξ°) nous n'avons pas de résultats dans les 202. L'analyse faite avec les 201 à K° à partir de la D.S.T. se trouve aussi difficile que celle des 001. Dans les titres du Grind général, nous avions introduit la réaction $K^\circ \pi^+\pi^-$ (Ξ°). Nous avons donc ajouté les histogrammes de la masse manquante à $K^\circ \pi^+ \pi^-$ au carré des $K^\circ \pi^+ \pi^-$ + neutres et des événements $K^\circ \pi^+ \pi^-$ (Ξ°). Dans cet histogramme (fig. IV - 9), nous voyons peu de Ξ° et une concentration due au $N^*_{\frac{3}{2}\frac{3}{2}}$ (1238). Nous apprécions 4 ± 2 Ξ° sur un fond de 6. Le nombre total d'événements devient alors 36 ± 18.

Remarque :

D'une façon pratique quand nous recherchons 5 événements et qu'il y en a 100 qui ont été ajustés pour cette hypothèse avec un χ^2 tel que la probabilité soit comprise entre 0,8 et 1 par exemple, nous voyons qu'il est inutile de garder ceux qui ont la plus grande probabilité car il faut multiplier cette probabilité donnée par le χ^2, par la probabilité que l'événement parmi les 100 soit parmi les 5, soit 1/20. Donc si sur un lot de 100 événe-

RECHERCHE DES $\Xi^\circ K^\circ \pi^+ \pi^-$ DANS LES 201 A K_1°

DISTRIBUTION DES CARRES DES MASSES MANQUANTES A $(K^\circ \pi^+ \pi^-)$

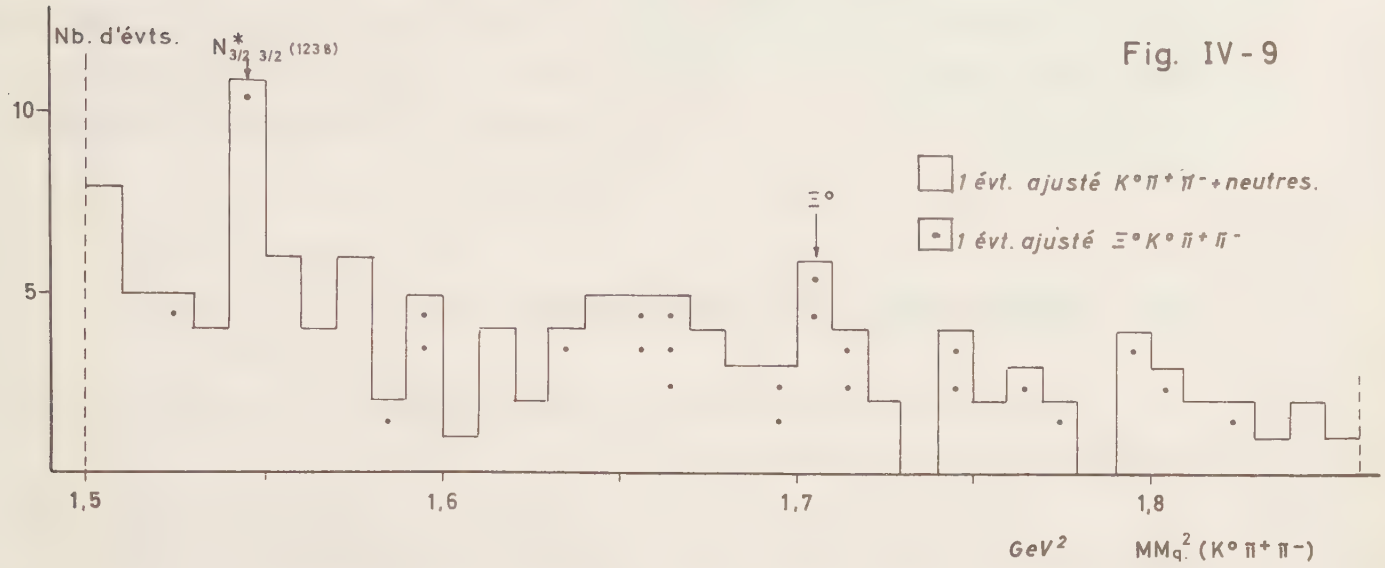
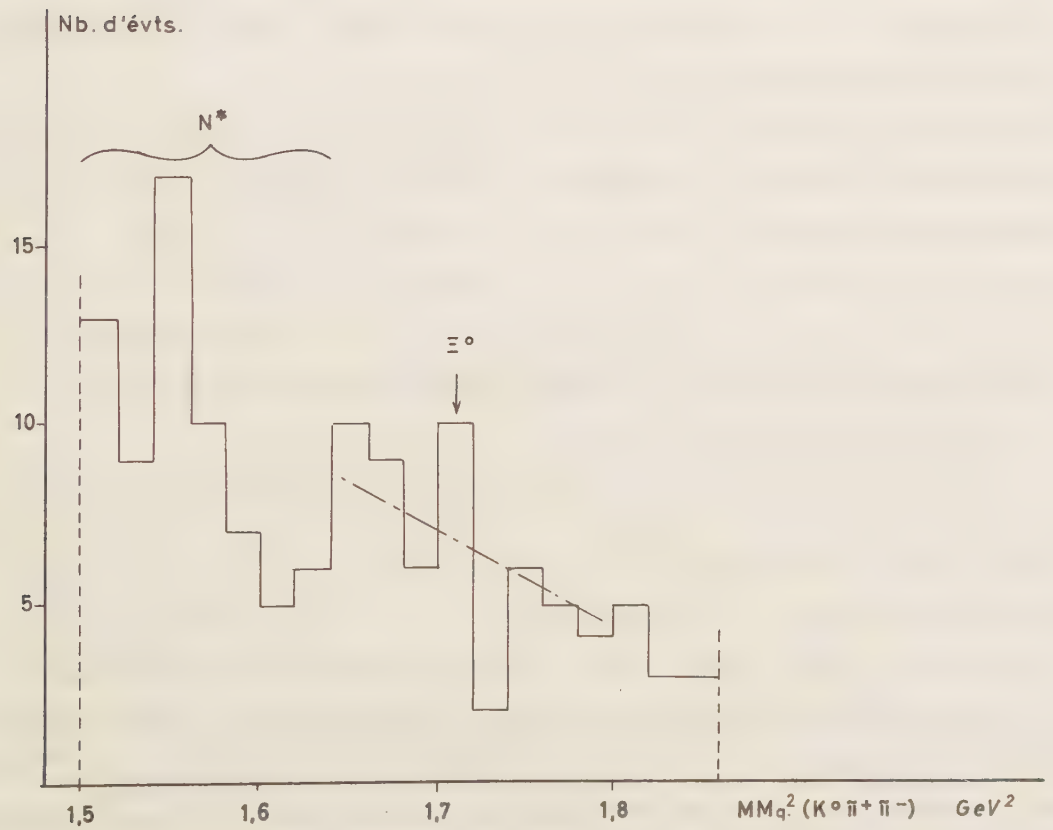


Fig. IV-9



ments ayant été ajustés pour une hypothèse (telle que la probabilité soit supérieure à P) nous attendons un nombre petit d'événements, il est impossible d'envisager par un quelconque moyen de séparer ces événements du lot ; mais si le nombre attendu est grand ils peuvent être classés par probabilité décroissante (par le χ^2) et séparer au nombre voulu ; le lot sera alors presque pur. C'est la raison qui nous a conduit à ne pas mettre les hypothèses rares parmi les réactions abondantes.

2 - 4 - Recherche des $\Lambda^\circ K^+ K^-$ dans les 201

Cette recherche a été faite par J. Goldberg et sera décrite de façon détaillée dans sa thèse (réf. 8).

Tous les événements dont la probabilité d'être $\Lambda^\circ K^+ K^-$ est supérieure à 1 %, ont été gardés Nous attendions environ 70 événements et ce lot en comportait 93. Les événements furent coupés en analysant pour chaque événement les autres réactions possibles ($\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \gamma$ et $\Lambda^\circ \pi^+ \pi^- \pi^\circ$). Sur les 70 événements il y a moins de 20 % de fond et par contre 10 % des événements ont dû être perdus.

Pour chaque événement un lot de cartes analogues aux cartes sorties du Grind (réf. III - 1) a permis de continuer l'analyse de ces événements comme pour les rares.

2 - 5 - Recherche des $\Xi^- K^+$, $\Xi^- K^+ \pi^\circ$ et $\Xi^- K^\circ \pi^+$ dans les 210

Cette recherche n'a été faite que sur les événements des expériences 11 et 31 de l'E.P. Elle ressemble à celle effectuée sur les 211^- (réf. § III - 2-1) mais la connaissance au point de production est limitée qu'aux deux secondaires chargés et l'impulsion du Ξ^- est très imprécise. Pour chaque réaction il a été établi une liste par probabilité décroissante (par le χ^2) des événements ajustés pour cette hypothèse. Ces listes comprenaient 17 $\Xi^- K^+$ ajustés, 15 $\Xi^- K^+ \pi^\circ$, 34 $\Xi^- K^\circ \pi^+$ et 20 $\Xi^- K^+ \pi^\circ$ et $\Xi^- K^\circ \pi^+$ à la fois. D'après les sections efficaces du tableau III - 29 nous attendons 15 $\Xi^- K^+$, 15 $\Xi^- K^+ \pi^\circ$ et 30 $\Xi^- K^\circ \pi^+$. Nous voyons d'après la remarque faite

précédemment que le lot de $\Xi^- K^+$ sera presque pur (2 événements de trop qui peuvent correspondre à une fluctuation statistique car les ajustements de deux corps sont toujours très bons), que le lot de $\Xi^- K^+ \pi^o$ est contaminé à 20 % et qu'il est impossible de séparer les $\Xi^- K^o \pi^+$ De plus il restera toujours les ambiguités $K^+ K^o$ car contrairement au cas $\Xi^-_\Lambda \pi^+$ (K^o ou $\Xi^-_\Lambda K^+$ (π^o) le Ξ^- est très mal connu.

Pour chaque événement $\Xi^- K^+$ un lot de cartes analogues aux cartes sorties du Grind (réf III - 1) a permis de vérifier que la distribution angulaire du Ξ^- dans le centre de masse était compatible avec celle obtenue avec les Ξ^- signés

3 - SECTIONS EFFICACES

3 - 1 -

La section efficace par événement est de 0.375 µb Dans le paragraphe précédent nous avons calculé des erreurs sur le nombre d'événements total en tenant compte des erreurs sur le nombre observé et des fluctuations statistiques Si dans une bande donnée le fond estimé par les bandes voisines contient n événements et si la bande contient N événements le nombre observé sera $N = n \pm \sqrt{n}$ L'erreur sur le nombre total et la section efficace sera obtenue en combinant $\sqrt{n}$ et $\sqrt{N - n}$ soit $\sqrt{N}$.

Le tableau IV - 10 résume les sections efficaces des réactions étudiées dans les non-rares.

3 - 2 -

Nous avions enuméré au paragraphe II - 1 les réactions où pouvaient apparaître un baryon d'étrangeté - 2 dans les produits de l'état final.

Parmi les réactions où il a été possible de séparer les événements

un par un, plusieurs possédent trop peu d'événements pour envisager cette analyse. Cette possibilité est résumé dans le tableau général des sections efficaces IV - 11.

	Nombre d'événements		σ
	observés	corrigés	total
$\Xi^\circ K^\circ$	14 ± 3	75 ± 25	28 ± 9
$\Xi^\circ K^+ \pi^-$	< 20	< 30	< 11
$\Xi^\circ K^\circ \pi^+\pi^-$	4 ± 2	36 ± 18	14 ± 7
$\Lambda^\circ K^+ K^-$	70	/	$51,5 \pm 6$
$\Sigma^\circ K^+ K^-$	non mesurable		

Tableau IV - 10

	σ total	Possibilité d'analyse
$\Xi^- K^+$	21 ± 3	oui
$\Xi^\circ K^\circ$	28 ± 9	—
$\Xi^- K^+ \pi^\circ$	20 ± 3	oui
$\Xi^\circ K^+ \pi^-$	11	—
$\Xi^- K^\circ \pi^+$	39 ± 4	—
$\Xi^\circ K^\circ \pi^\circ$	—	—
$\Xi^- K^+ (n\ \pi^\circ)$	$5,1 \pm 1$	oui
$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$	17 ± 4	oui
$\Xi^- K^\circ \pi^+ \pi^\circ$	15 ± 2	oui
$\Xi^\circ K^+ \pi^- \pi^\circ$	—	—
$\Xi^\circ K^\circ \pi^\circ \pi^\circ$	—	—
$\Xi^\circ K^\circ \pi^+ \pi^-$	14 ± 7	—
$\Lambda^\circ K^\circ \bar{K}^\circ$	55 ± 8	oui
$\Lambda^\circ K^+ K^-$	$51,5 \pm 6$	oui
$\Sigma^\circ K^\circ K^\circ$	—	—
$\Sigma^\circ K^+ K^-$	—	—
$\Sigma^- K^+ K^\circ$	11 ± 4	—
$\Sigma^+ K^- K^\circ$	6 ± 3	—

Tableau IV - 11

TROISIEME PARTIE

-:-

RECHERCHE ET ETUDE DES BARYONS D'ETRANGETE - 2

CHAPITRE V - Propriétés des hypérons

CHAPITRE VI - Recherche systématique des baryons d'étrangeté - 2

CHAPITRE VII - Etude des états B = 1 S = - 2 de masses supérieures à 1550 Mev/c^2

CHAPITRE VIII - Classifications théoriques des Ξ^*
Productions en deux corps
Echange de baryon

-:-

Nous avons rassemblé dans la deuxième partie des événements de toutes les réactions où peuvent apparaître des états B = 1, S = - 2. Dans cette troisième partie nous rechercherons systématiquement ces baryons, nous étudierons quelques unes de leurs propriétés et nous analyserons leur production.

Les réactions produisant deux corps dont un hypéron Ξ^0 étant déjà séparées, nous étudierons rapidement quelques unes de leurs propriétés fondamentales dans le chapitre V.

Dans les chapitres VI et VII nous analyserons systématiquement tous les diagrammes de masses effectives des réactions à 3 et 4 corps dans l'état final. Le Ξ^*_{1530} sera facile à séparer, mais l'étude du nouveau Ξ^*_{1816} très difficile. Nous ferons ressortir l'existence d'un nouveau Ξ^* à 1940 Mev/c^2.

Par la méthode du maximum de vraisemblance nous calculerons la masse et la largeur de ces résonances.

Dans le chapitre VIII plus théorique, nous chercherons comment ces baryons se classent dans les décuplets de SU_3 ou parmi les pôles de Regge puis, après avoir analysé leurs angles de production, nous étudierons la possibilité des échanges de baryon dans les productions des états B = 1, S = - 2.

CHAPITRE V

PROPRIETES DES HYPERONS

=x=

L'étude des propriétés des Ξ^{δ} est devenue classique, aussi nous nous contenterons dans ce chapitre de calculer la masse du Ξ^- et de son Λ° associé ainsi que le produit $\alpha_\Xi \alpha_\Lambda$. Nous comparerons rapidement nos résultats avec les valeurs déjà connues de façon à apprécier la précision de notre système de mesure et de reconstruction. L'étude n'a été faite que sur 2/3 des événements. Les films de l'expérience 31 n'étant pas tous utilisés, nous avons un lot de 214 Ξ^- signés par leur Λ°, statistique suffisante pour permettre quelques précisions. Par contre les Ξ° ne sont observés que par leur Λ° et nous avons vu que rares sont ceux dont nous sommes certains. Aussi aucune propriété du Ξ° n'a été étudiée.

1 - MASSE DU Ξ^- ET DE SON Λ° DE DESINTEGRATION

Pour les Ξ^- signés à l'aide du programme Grind, il est fait un calcul d'ajustement des valeurs p, λ et ϕ du π^- et du Λ° de désintégration (les composantes du Λ° ayant déjà subies un ajustement) pour essayer de trouver une valeur de la masse effective du Λ° et du π^- la plus voisine de la masse du Ξ affichée. Dans le cas ou l'impulsion du Ξ^- est mesurée l'ajustement est alors à 4 contraintes.

HISTOGRAMME DE LA MASSE EFFECTIVE DU Λ° AJUSTE CINEMATIQUEMENT ET DU π^- MESURE.

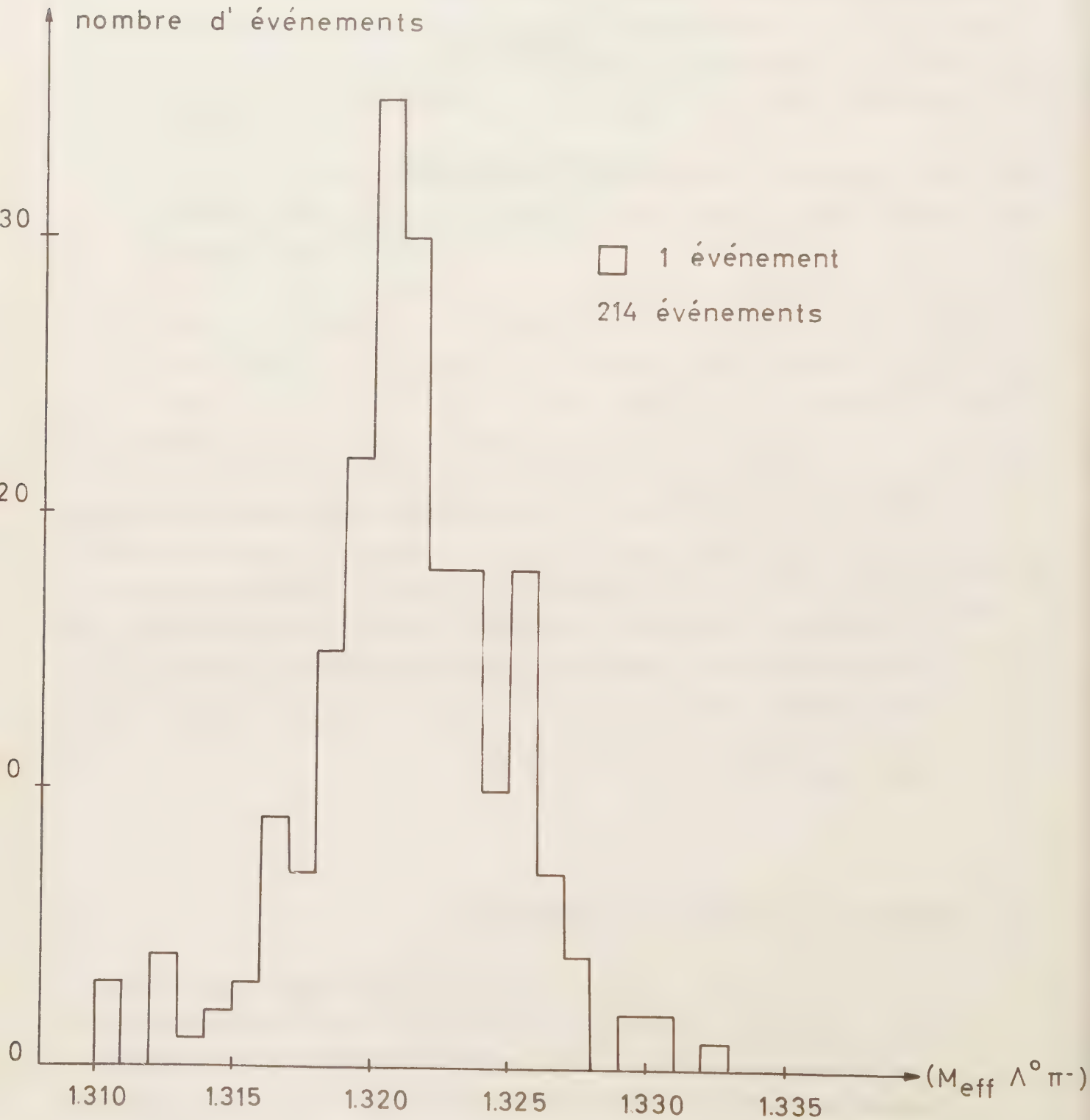


FIGURE V-1

HISTOGRAMME DE LA MASSE EFFECTIVE DES π^- et p MESURES DANS LA DESINTEGRATION DU Λ^0.

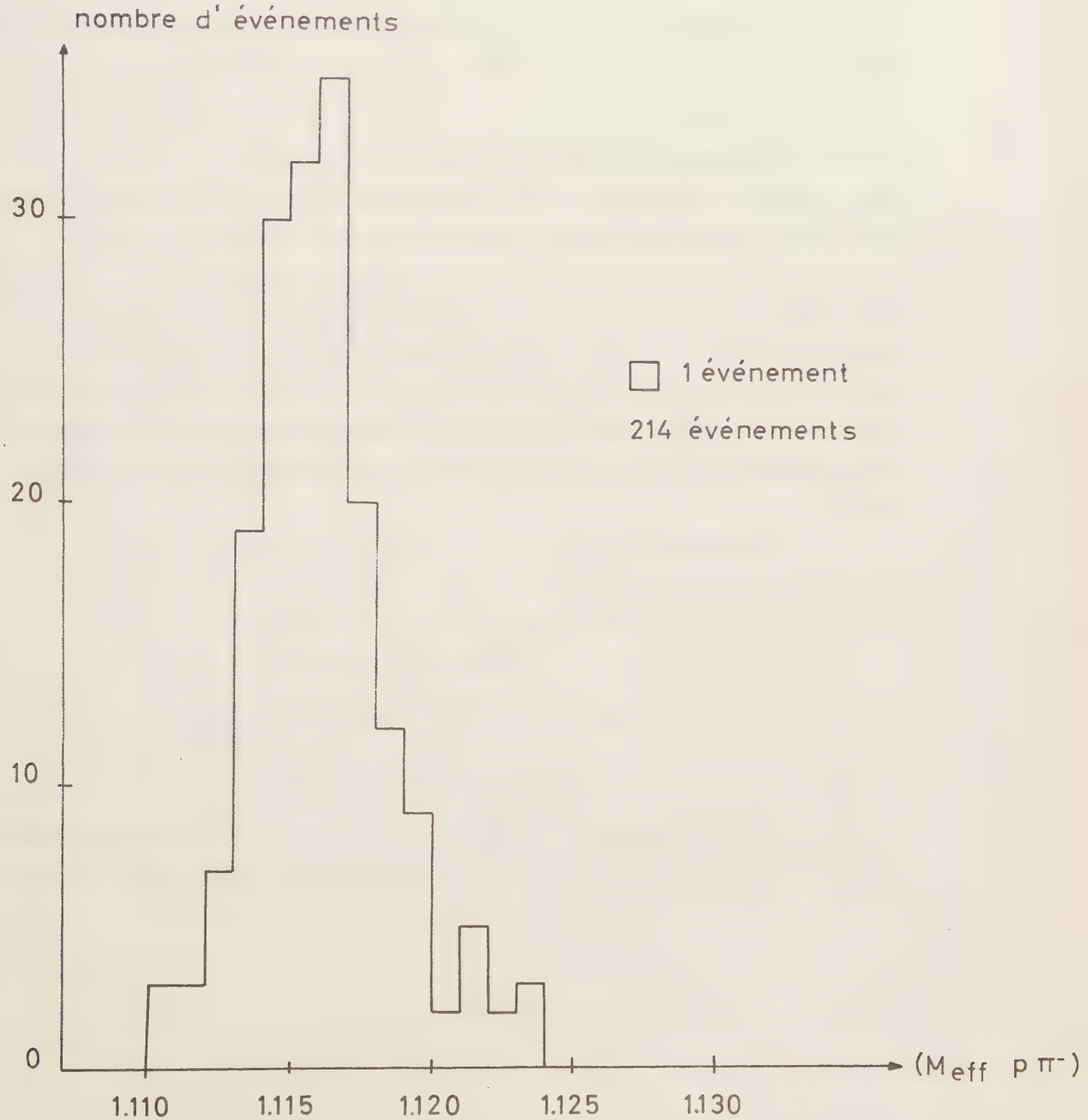


FIGURE V-2

Les valeurs que nous avons affichées dans le programme Grind sont 1321,1 et 1115,4, connues au moment de la mise en état du programme (réf. 10).

Pour chercher la masse du Ξ^- se désintégrant en $\Lambda^0 + \pi^-$ nous avons calculé la masse effective du π^- mesuré et du Λ^0 ajusté ; le calcul de la masse du Λ^0 a été fait avec les valeurs mesurées du p et du π^-. Nous avons fait sur les figures V - 1 et V - 2 les histogrammes de ces masses effectives. Comme nous n'avons fait aucune coupure, certains événements sont très loin de la valeur affichée. Pour calculer les masses avec tous les événements nous allons affecter à chacun un poids qui tiendra compte de la précision de la mesure de cet événement, de sa position dans la chambre, ... Ce poids peut être considéré comme fonction de la difficulté à ajuster les valeurs mesurées aux valeurs idéales. Nous avons pris comme poids l'expression $\frac{\chi^2}{(M - M_o)^2}$

M_o étant la masse affichée et M la masse effective trouvée avant l'ajustement. Cette formule qui est exacte pour un χ^2 à 1 contrainte a été choisi empiriquement pour notre cas. Les moyennes pondérées qui ont été calculées sont 1321,11 Mev/c^2 pour le Ξ^- et 1115,40 pour le Λ^0. L'erreur statistique est de 0,2 Mev/c^4. En tenant compte des erreurs systématiques dues à la chambre et aux programmes de reconstruction géométriques, l'erreur totale est de $\pm$ 0,3 Mev/c^2.

Nos évaluations sont :

$$M_{\Xi^-} = 1321,11 \pm 0,3 \text{ Mev/c}^2$$

$$M_{\Lambda^0 \text{ du } \Xi^-} = 1115,40 \pm 0,3 \text{ Mev/c}^2$$

Ces résultats sont en parfait accord avec les déterminations moyennes mondialement reconnues (1321,15 $\pm$ 0,28 et 1115,38 $\pm$ 0,1) (réf. 10, 11, 12 et 36).

DESINTEGRATION DU Ξ^- EN $\Lambda^\circ + \pi^-$ ET DU Λ° EN $p + \pi^-$

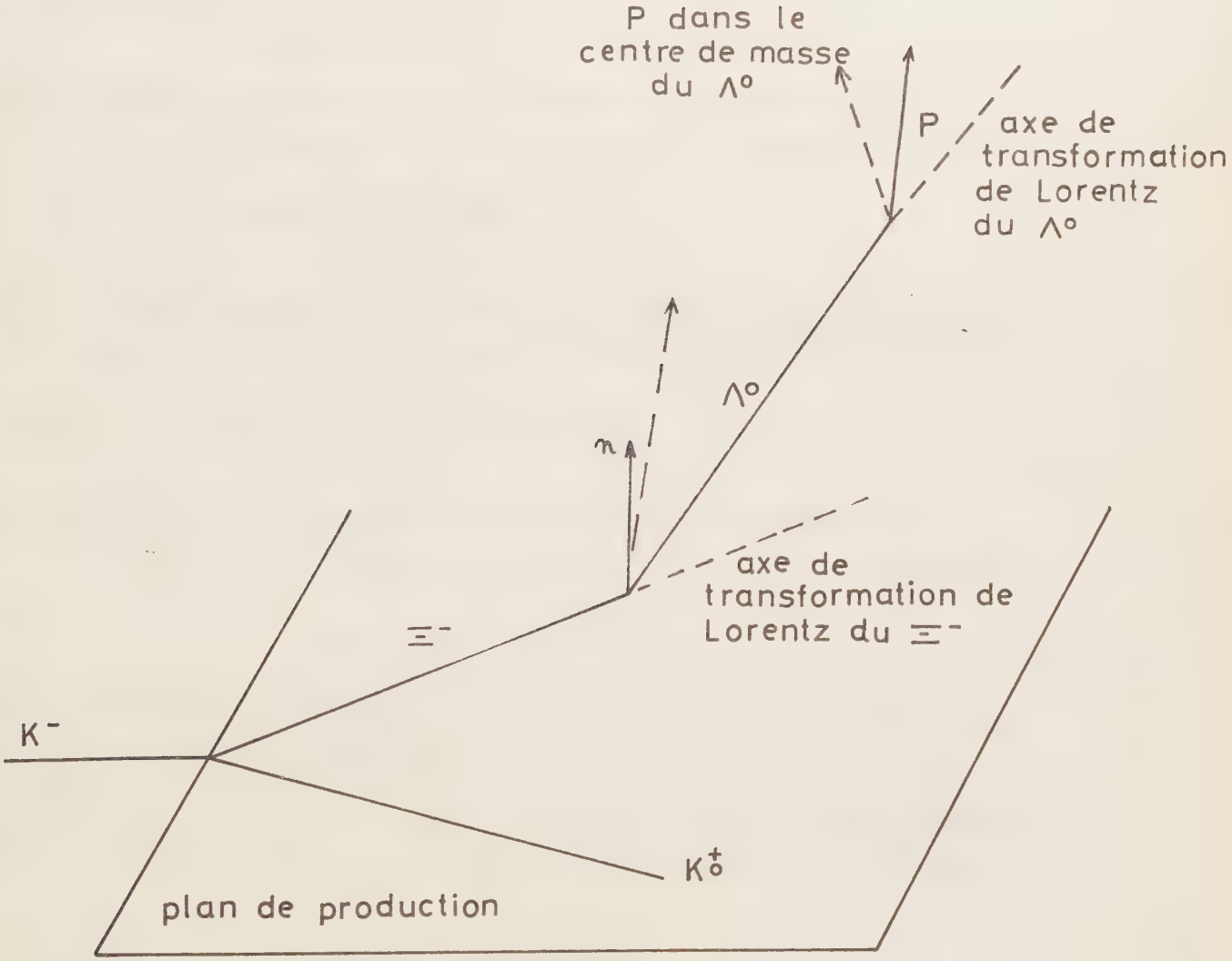


Fig. V - 3

2 - PARAMETRES α_{Ξ} DE DESINTEGRATION DU Ξ^- EN $\Lambda^\circ + \pi^-$

Avant de calculer α_{Ξ} faisons une remarque sur la vie moyenne.

Nous n'avons pas cherché à calculer avec nos 214 Ξ^-_Λ la vie moyenne mais en regardant la distribution (sans coupure) du rapport L/P (fig. III - 22b) nous voyons que l'on peut adapter une droite à la courbe de décroissance du logarithme du nombre d'événements en fonction du rapport L/P.

Nous trouvons $\tau = 1,45 \pm 0,9 \times 10^{-10}$ sec qui est inférieur à moins d'un écart type de la valeur 1,74 mondialement mesurée.

Il est facile de calculer la section efficace différentielle en fonction de l'angle θ de désintégration et du paramètre

$$\alpha = \frac{2 \text{ partie réelle de } s^* p}{|s|^2 + |p|^2}$$

pour la distribution angulaire du proton dans le centre de masse du Λ° comme pour celle du Λ° dans le centre de masse du Ξ^- (fig. V - 3). Soit

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} = \frac{1}{2} (1 - u \alpha \cos\theta) \quad u \text{ étant la polarisation.}$$

En calculant la distribution du proton dans les désintégrations en cascade $\Xi^- \to \Lambda^\circ + \pi$ et $\Lambda^\circ \to p + \pi$ nous avons

$$\frac{\partial \sigma}{\partial \theta} = \frac{1}{2} (1 + \alpha_\Lambda \alpha_\Xi \cos\theta)$$

Nous avons fait (fig. V - 4) l'histogramme du cosinus de l'angle entre le proton de désintégration du Λ° dans le centre de masse du Λ° avec la ligne de vol du Λ° dans le centre de masse du Ξ^-. Nous avons tracé la meilleure droite passant par nos cinq points et nous trouvons $\alpha_\Lambda \alpha_\Xi = -0,34 \pm 0,2$. La valeur de $\alpha_{\Lambda^\circ} = + 0,62 \pm 0,07$ donne :

$$\boxed{\alpha_\Xi = - 0,55 \pm 0,2}$$

qui est compatible avec les valeurs mesurées actuellement ($0,48 \pm 0,08$) (réf. 11, 12 et 36).

HISTOGRAMME DU cos θ DES Ξ^-_Λ

FIGURE V-4

CHAPITRE VI

RECHERCHE SYSTEMATIQUE DES BARYONS D'ETRANGETE - 2

C'est la recherche systématique des résonances B = 1 et S = - 2 qui fait l'objet de ce chapitre.

Nous dessinerons les diagrammes en masses effectives pour chaque réaction trois et quatre corps. Nous verrons que les résonances connues au début de notre expérience (comme le Ξ^* (1530) le K* (891) et le ϕ (1020)) apparaissent nettement. Par contre les accumulations en ΛK vers 1810 et en $\Xi\pi$ vers 1950 Mev/c^2 ne seront pas suffisantes pour prouver l'existence de nouvelles résonances mais une étude comparée de nos résultats et de ceux de Berkeley à 2,7 Gev/c qui sera effectuée au chapitre VII fera le point sur l'existence de ces deux nouveaux baryons.

Nous utiliserons la méthode du maximum de vraisemblance pour rechercher les proportions des réactions deux corps parmi les réactions trois corps dans l'état final.

1 - ETAT DES BARYONS D'ETRANGETE - 2 AVANT LE DEBUT DE NOTRE ETUDE

1 - 1 - Mode de désintégrations

Les baryons à étrangeté - 2 généralement appelés Ξ^*, peuvent apparaître en $\Xi\pi$ des 1460 Mev/c^2. Mais ils peuvent se désintégrer aussi en deux corps tels que ΛK, $\Xi^*(1530)\ \pi$, ΣK, Y^*K, ΛK^* et $\Xi\rho$, ... Pour beaucoup de résonances connues, il n'y a pas de désintégration en trois corps (sauf dans l'état final par l'intermédiaire d'une autre comme $Y^*(1660) \to Y^*(1405) + \pi$). Nous avons vu que les réactions produisant dans l'état final des $N\bar{K}\bar{K}$, des $\Sigma\bar{K}\pi$ étaient peu fournies et difficilement séparables. Si un baryon d'étrangeté - 2 avait été fortement couplé à $N\bar{K}\bar{K}$ ou $Y\bar{K}$ ces réactions auraient eu de grandes sections efficaces. Ce sont ces raisons qui nous ont fait rechercher surtout ces baryons dans les modes de désintégration $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$ et $\Lambda\bar{K}$ (réf. § II - 1). Pour les autres modes, les sections efficaces sont négligeables.

Au seuil, les masses des Ξ^* pouvant se désintégrer, sont 1460, en $\Xi\pi$, 1610 en $\Lambda\bar{K}$, 1670 en $\Xi^*(1530)\ \pi$, 1690 en $\Sigma\bar{K}$, 1880 en $Y^*\bar{K}$, 2020 en $\Lambda\bar{K}^*$ et 2090 en $\Xi\rho$.

1 - 2 - Les expériences réalisées

Les premiers états B = 1, S = - 2 qui furent observés sont le Ξ^- en 1951 et le Ξ^0 en 1958. Puis un Ξ^* se désintégrant en $\Xi\pi$ fut observé à 1530 Mev/c^2 en 1961.

Au début de cette étude, en 1963, aucun autre Ξ^* n'était connu. Les interactions K^- p sont l'outil idéal pour cette recherche.

Les principales expériences réalisées sont au nombre de 6 :

- En 1961 : des K^- de 1,8 Gev/c dans la 72 pouces de Berkeley.
- En 1962 : des K^- de 2,24 et 2,44 Gev/c dans la 20 pouces de Brockhaven et des K^- de 3,5 Gev/c dans la chambre à fréon du CERN.
- En 1963 : des K^- de 3 et 3,5 Gev/c dans la 81 cm au CERN et des K^- de 2,1 et 2,7 Gev/c dans la 72 pouces de Berkeley.

Les deux premières expériences, très importantes, pour le $\Xi^*(1530)$ n'ont donné aucun autre résultat qui nous intéresse à cause du peu d'énergie disponible, sauf une allusion à un pic vers 1750 (réf. 22).

La troisième expérience a fourni un Ξ^* à 1,775 Mev (réf. 21).

Nous allons maintenant analyser nos données et chercher d'une part les résonances connues (K^* 891, ϕ 1020 et Ξ^* 1530) et d'autre part essayer de faire ressortir les points essentiels des distributions des masses effectives.

2 - ANALYSE DES DIAGRAMMES DE DALITZ

Nous avons calculé (réf. § III - 1) les composantes des quadrivecteurs formés par les particules prises 2 par 2 (et 3 par 3 pour les 4 corps) ainsi que leur masse et leur $\cos\theta^*$.

Pour étudier la structure des distributions des masses effectives nous dessinons primitivement des histogrammes à pas très fin (légèrement plus petit que notre erreur de mesure, qui est de l'ordre de 0,05 Gev^2) puis nous associons les intervalles pour favoriser tel ou tel effet dans la présentation. Enfin, une analyse faite avec la fonction du maximum de vraisemblance, permet de calculer les masses et les largeur expérimentales.

2 - 1 - Analyse du système $\Xi^- K^+ \pi^\circ$.

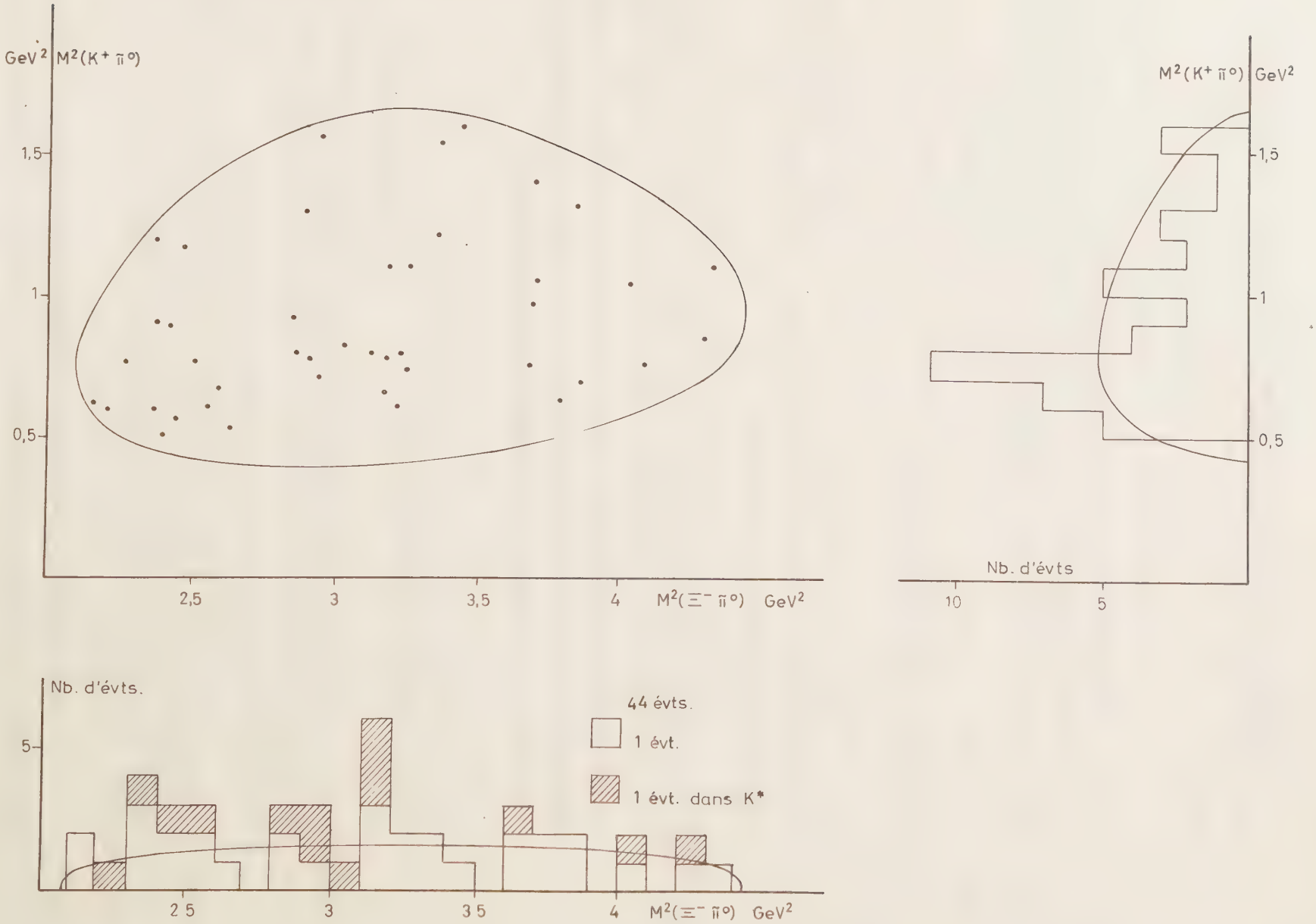
Nous avons tracé sur la figure VI - 1 les distributions des carrés des masses effectives $\Xi^-\pi^\circ$ et $K^+\pi^\circ$ et le diagramme de Dalitz en masse $(\Xi^-\pi^\circ)^2$ et $(K^+\pi^\circ)^2$.

La distribution des masses Ξ^-K^+ ne présente pas de particularité. Le diagramme de Dalitz met en évidence le $K^*(891)$ Le $\Xi^{*-}(1530)$ est à peine marqué et le fond est réparti conformément à l'espace des phases (sans accumulation évidente).

Le $K^*(891)$ a une largeur expérimentale de 50 Mev et nous couperons les masses $(K^+\pi^\circ)^2$ entre 0,7 et 0,9 pour l'extraire. En regardant à nouveau

DIAGRAMME DE DALITZ DES $\Xi^- K^+ \pi^0$

Fig. VI - 1



la distribution des masses $(\Xi^-\pi^-)^2$ des événements en dehors du K^* nous ne voyons pas d'évidence pour un baryon en $\Xi^-\pi^0$. Les événements dans la bande $0,7 - 0,9$ ont des masses en bien réparties ce qui laisse supposer l'absence de biais dans la désintégration du K^*.

2 - 2 - Analyse du système $\Xi^-\pi^+K^0$

Sur la figure VI - 2a, où nous avons tracé le diagramme de Dalitz en masses effectives $(K^0\pi^+)^2$ et $(\Xi^-\pi^+)^2$ nous voyons deux bandes très peuplées et une concentration située vers les grandes masses $\Xi\pi$ de l'espace des phases.

Les deux bandes correspondent au $K^*(891)$ et au $\Xi^*(1530)$. Ce dernier, de largeur expérimentale 7,5 Mev, sera séparé en coupant les masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ entre 2,3 et 2,4. En regardant les masses $(K\pi)^2$ dans et hors de la bande du Ξ^*, nous ne pouvons pas constater s'il y a une interférence constructive ou destructive entre les deux productions Ξ^* et K^*. En se limitant à ces deux résonances bien connues nous pouvons estimer les proportions entre les trois réactions :

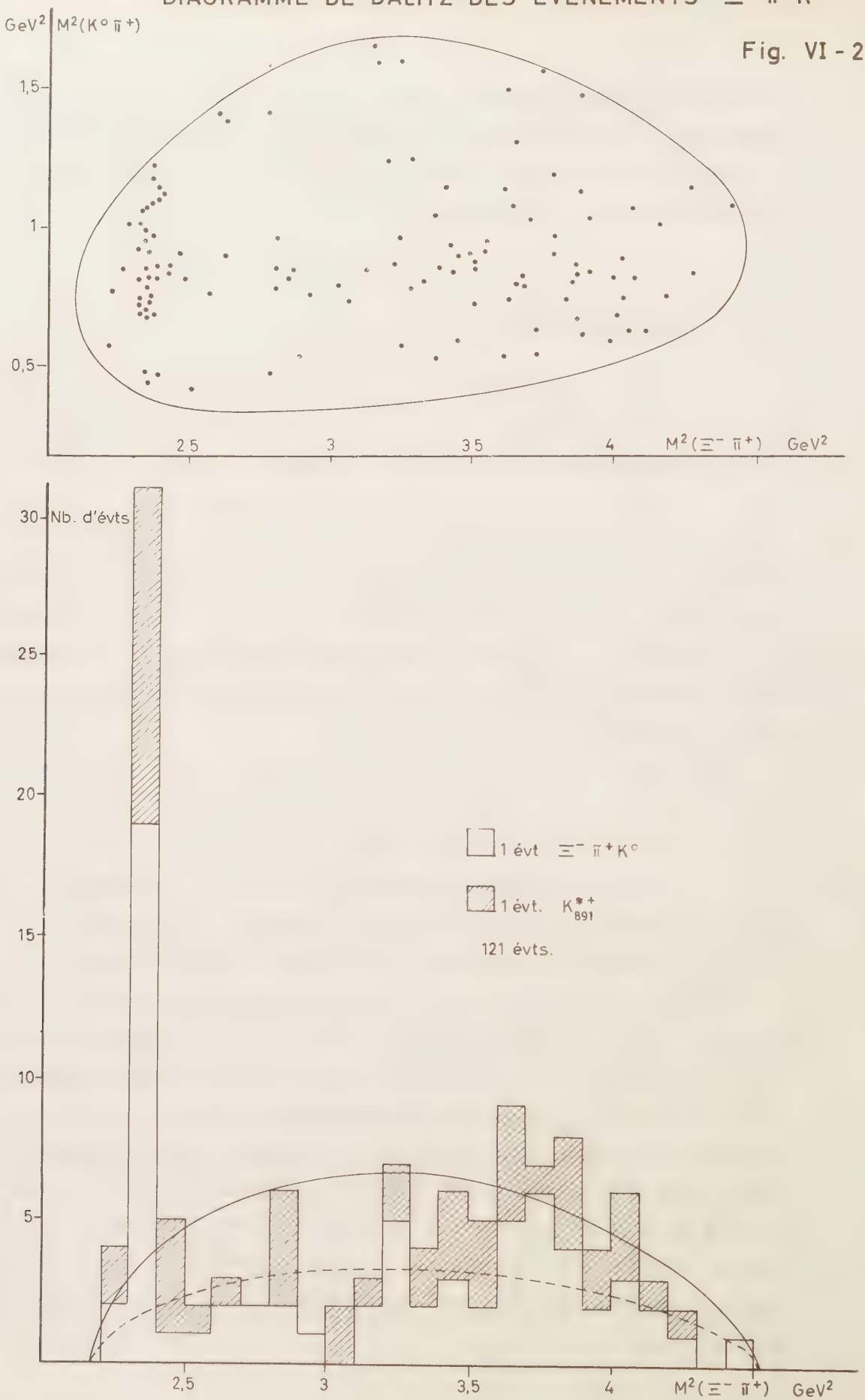
30 % de $\Xi^{*0}(1530)\ K^0$,
25 % de $\Xi^-K^{*+}(891)$,
et 35 % de fond $\Xi^-\pi^+\ K^0$

Si nous comparons la production de Ξ^-K^{*+} obtenue par ce mode $\Xi^-\pi^+K^0$ et par le mode $\Xi^-K^+\pi^0$ nous trouvons un rapport de branchement $K^{*+} \to K^0\pi^+$ sur $K^{*+} \to K^+\pi^0$ égal à $2,7 \pm 1$ résultat qui est compatible avec 2.

Analysons maintenant le diagramme vers les grandes masses $(\Xi^-\pi^+)^2$: la répartition des événements ne correspond pas à l'espace des phases. Coupons l'axe des masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ en trois parties A < 2,4 correspondant au $\Xi^*(1530)$, B entre 3,2 et 3,9 où nous avons une concentration et C le reste. Si, sur le diagramme de Dalitz nous comparons les surfaces correspondantes à B et C et extérieures à la bande du K^*, nous devrions trouver 60 % des événements en C et 40 % en B : en fait, il n'y en a que 20 dans C contre 27 dans B ; il y a donc un surnombre de 14 en B sur le nombre attendu de 13. Si elle était purement statistique, cette accumulation serait à 4 écarts standards du fond (réf. § IV - 3 - 1).

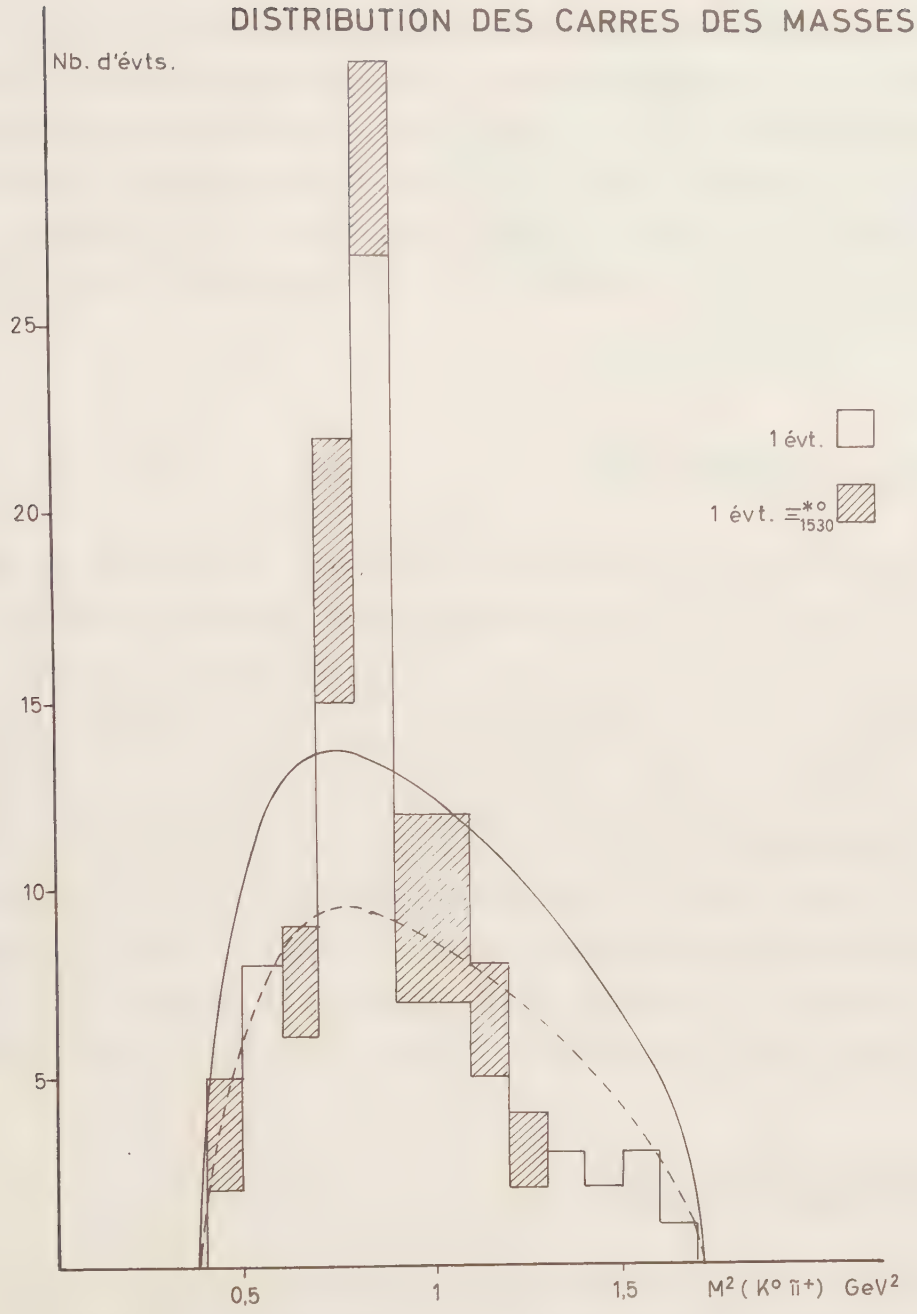
DIAGRAMME DE DALITZ DES EVENEMENTS $\Xi^- \pi^+ K^0$

Fig. VI - 2a

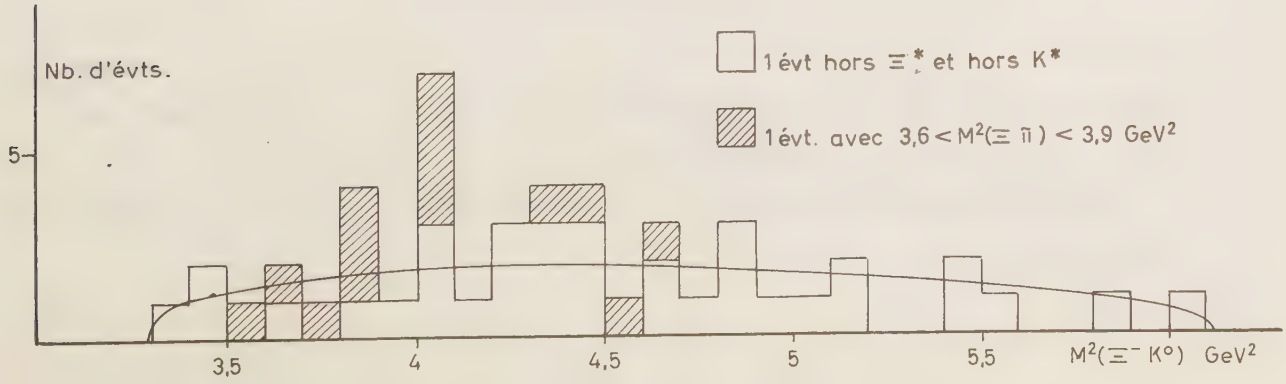


EVENEMENTS $\Xi^- \pi^+ K^0$ Fig. VI - 2b

DISTRIBUTION DES CARRES DES MASSES $(K^0 \pi^+)$



DISTRIBUTION DES CARRES DES MASSES $(\Xi^- K^0)$



Dans la bande du K^* nous trouvons pour B un surnombre de 6 sur le nombre attendu de 13 en supposant qu'il n'y a pas de distribution particulière due à la désintégration du K^*. Au total, pour 26 événements attendus nous en avons 20, ce qui correspond aussi à 4 écarts. Pourtant nous ne pouvons affirmer qu'il s'agit d'une nouvelle résonance baryonique, aux environs de 1950 Mev/c^2. Avant de chercher d'autres preuves d'existence nous allons analyser les autres systèmes.

2 - 3 - Analyse du système $\Lambda^\circ K^\circ \overline{K}^\circ$

Sur la figure VI - 3, où nous avons tracé le diagramme de Dalitz en masse $(K^\circ\Lambda^\circ)^2$ et $(\overline{K}^\circ\Lambda^\circ)^2$, nous avons dû porter les points deux fois à cause de l'impossibilité de séparer le K° du $\overline{K}^\circ$. Nous voyons une fine bande très dense correspondant au ϕ se désintégrant en $K^\circ\overline{K}^\circ$. Si nous enlevons les événements correspondants, en coupant les masses $(K^\circ\overline{K}^\circ)^2$ entre 1 et 1,1 $(Gev/c)^2$, il reste la distribution en masses $(K^\circ\Lambda^\circ)^2$ de la figure VI - 3. Nous remarquons une concentration entre 3,2 et 3,5 de 10 événements sur un fond de 10, ce qui correspond à 3 écarts pour une fluctuation statistique. Cette concentration est moins visible sur le diagramme de Dalitz car elle se trouve au centre de l'espace des phases et l'observation est génée par la symétrie $K^\circ\overline{K}^\circ$. Ce système $\Lambda K^\circ\overline{K}^\circ$ ne peut nous renseigner sur l'état S = - 2 ou 0 de ces événements.

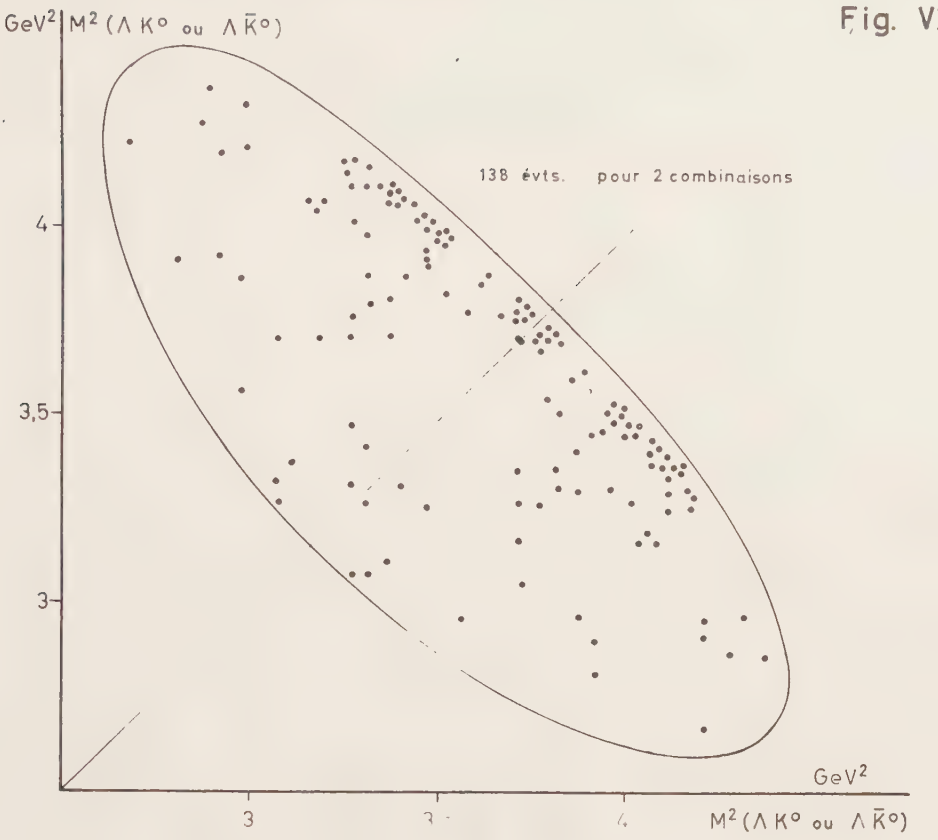
2 - 4 - Analyse du système ΛK^+K^-

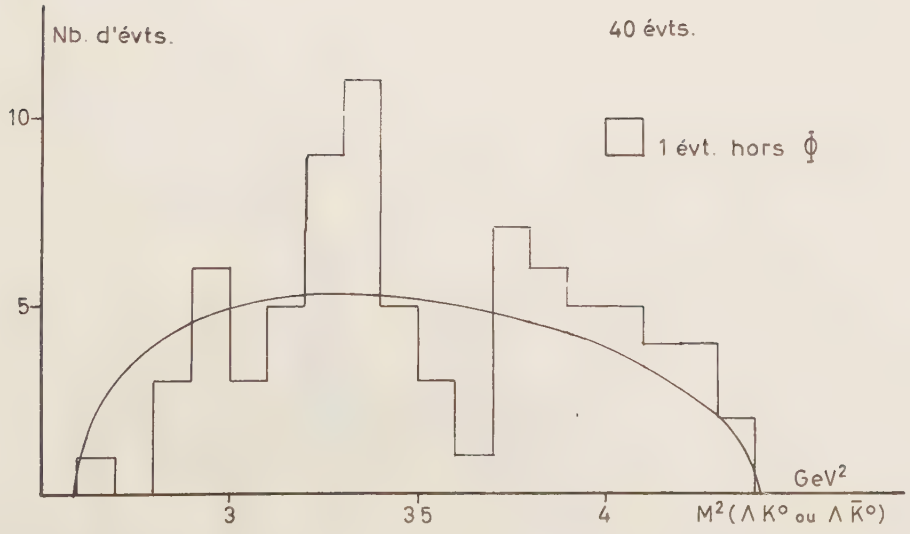
L'analyse de ce système va peut-être nous renseigner sur l'étrangeté de la bosse du système K°. Les figures VI - 4 montrent le diagramme de Dalitz et la distribution en masses $(\Lambda K^-)^2$ en dehors du ϕ.

La distribution somme ΛK^+ et ΛK^- (fig. VI - 4a) ne ressemble pas du tout à celle des masses ΛK° et $\Lambda\overline{K}^\circ$ (fig. VI - 3b) car seule une bosse apparaît vers 1700 Mev/c^2 qui correspondrait à 3 écarts si elle était purement due à une fluctuation statistique. Cette bosse est entièrement due à des systèmes ΛK^+ comme le montre la distribution des masses $(\Lambda K^+)^2$, et sera étudiée au prochain chapitre.

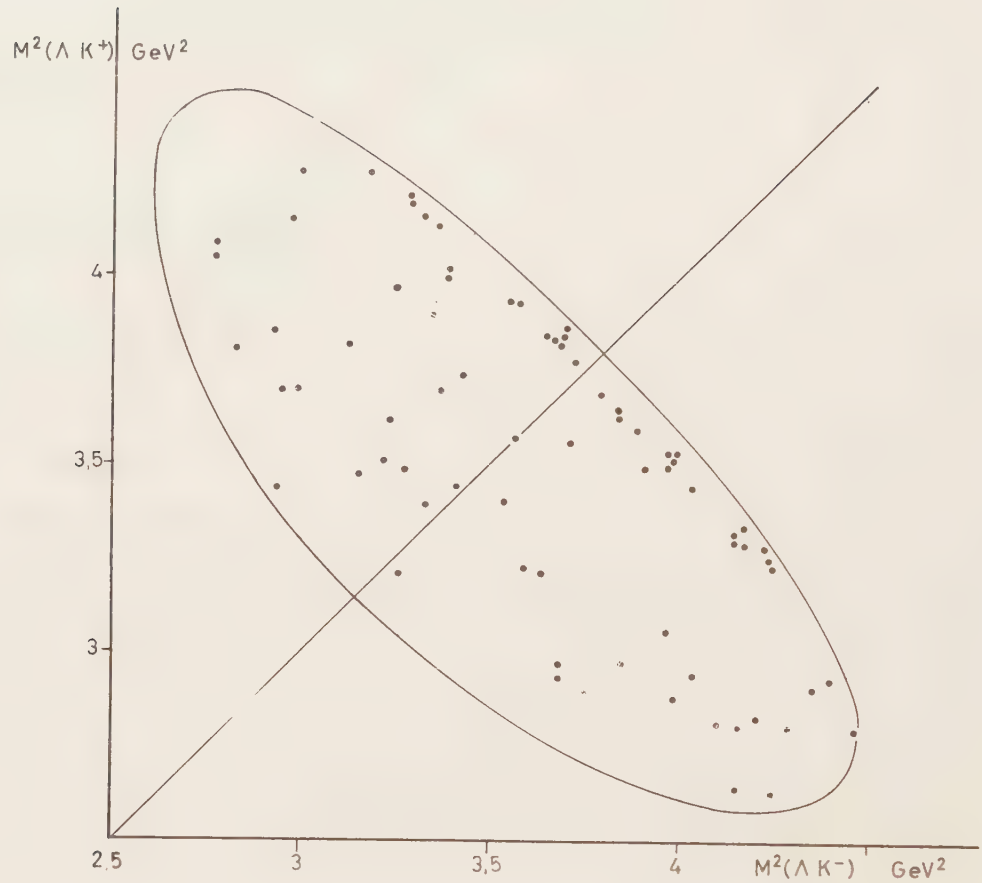
DIAGRAMME DE DALITZ DES $\Lambda^o K^o \bar{K}^o$

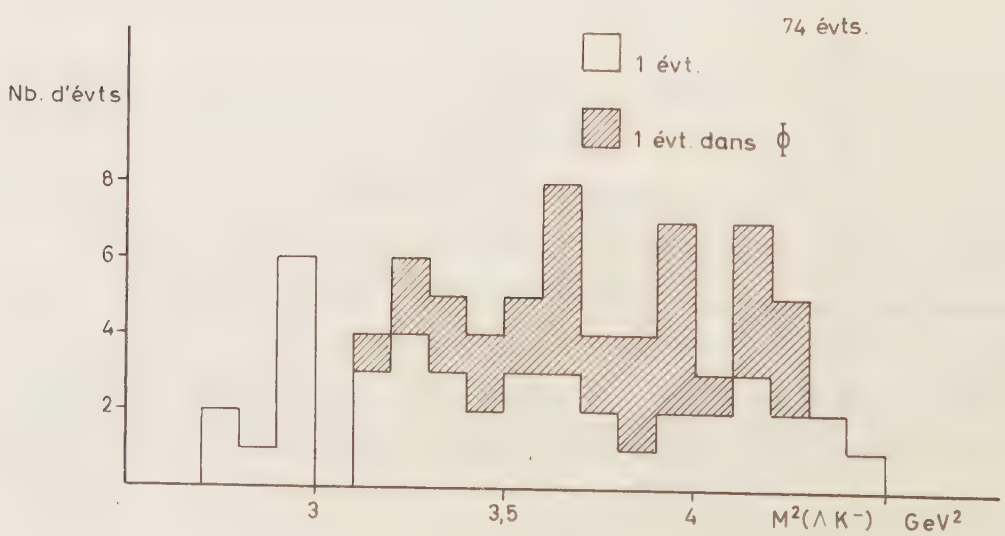
Fig. VI - 3





EVENEMENTS ΛK^+K^- Fig. VI-4





DISTRIBUTIONS DES CARRES DES MASSES DE $(\Lambda K^+)+(\Lambda K^-)$, (ΛK^-) et (ΛK^+) pour les événements $\Lambda^o K^+ K^-$.

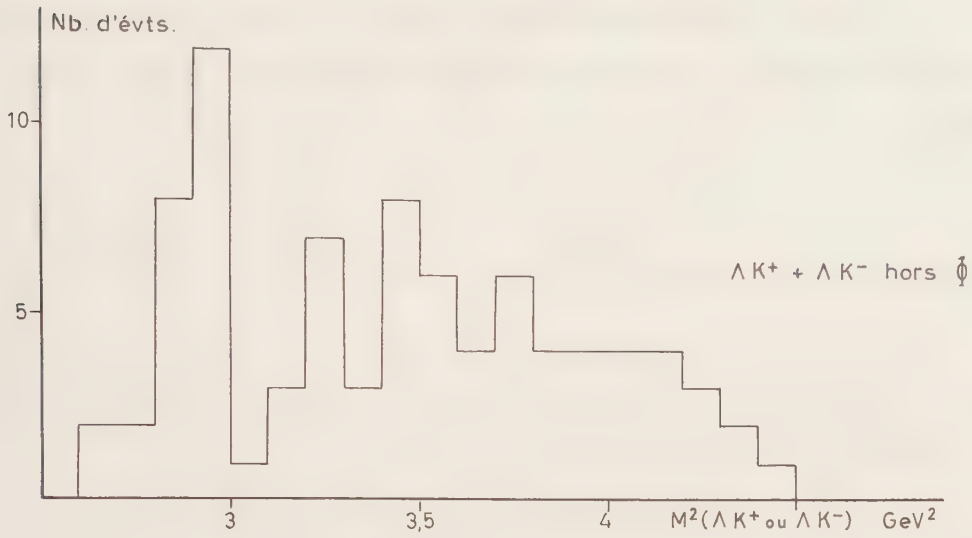


Fig. VI - 4a

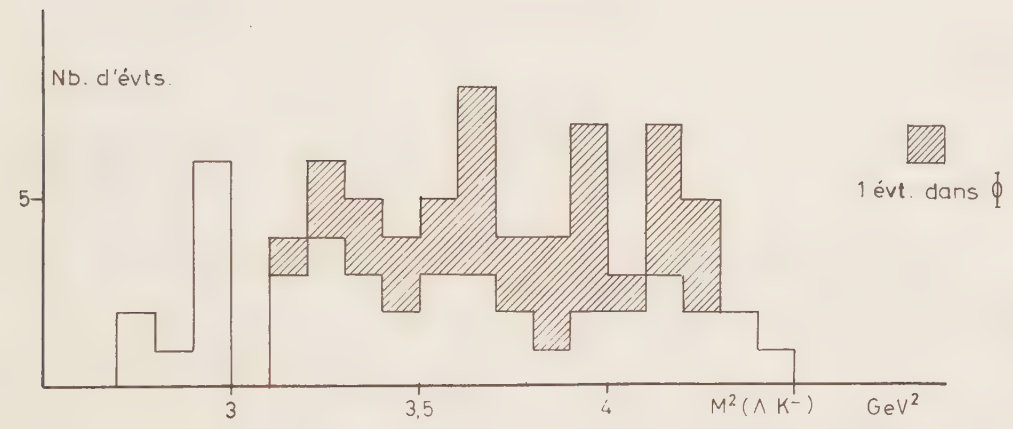


Fig. VI - 4b

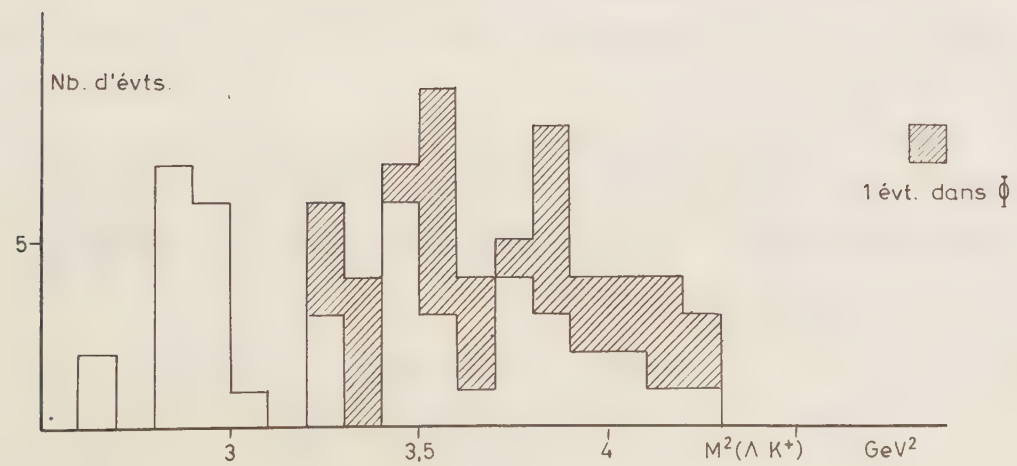


Fig. VI - 4c

2 - 5 - Système $\Xi^-K^+K^\circ$

Le nombre d événements observés pour ces réactions est si faible que les distributions ne présenteront aucune structure. Leurs études a été abandonnées.

2 - 6 - Analyse du système $\Xi^-K^+\pi^+\pi^-$

Sur la figure VI - 5 nous avons fait le diagramme des masses effectives $\Xi^-\pi^+$ au carré en x et $K^+\pi^-$ au carré en y, car ce sont les seules combinaisons d'isospin 1/2 possibles dans $\Xi^-K^+\pi^+\pi^-$.

Sur les distributions en masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ et $(K^+\pi^-)^2$ nous voyons 14 $\Xi^{*\circ}$ (1530) au-dessus du fond (1,5) et 10 $K^{*\circ}$ (891) au-dessus du fond (2,5). En considérant le fond de $K\pi$ dans le $\Xi^{*\circ}$ et celui de $\Xi\pi$ dans le $K^{*\circ}$ nous décomptons :

5 $\Xi^{*\circ}$ $K^{*\circ}$ 9 $\Xi^{*\circ}$ $K^+\pi^-$ 4 $K^{*\circ}$ $\Xi^-\pi^+$ et 5 de fond en 4 corps

La distribution des masses $(\Xi^-\pi^+\pi^-)$ des événements en dehors du K^* ne présente aucune structure.

2 - 7 - Analyse du système $\Xi^-\pi^+K^\circ\pi^\circ$

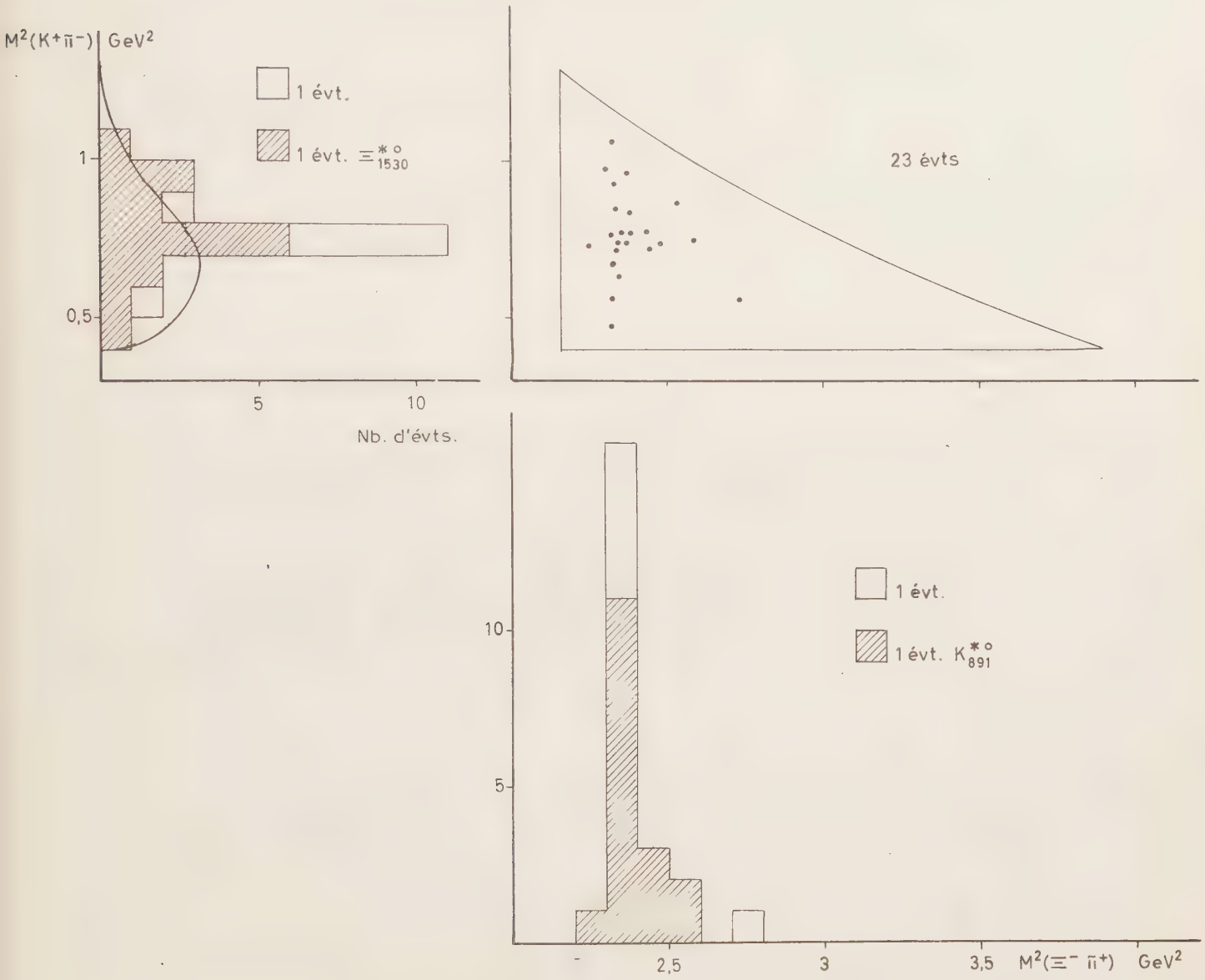
La figure VI - 6 montre le diagramme en masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ et $(\Xi^-\pi^\circ)^2$. Nous voyons 10 Ξ^{*-} (1530) au-dessus du fond (1,5) et 2 $\Xi^{*\circ}$. Parmi ces événements, 7 sont K^{*+} et 1 $K^{*\circ}$.

Si nous dessinons le diagramme en masses $(K^\circ\pi^+)^2$ et $(K^\circ\pi^\circ)^2$ des événements qui ne sont pas $\Xi^{*-}K^{*+}$ et $\Xi^{*\circ}$ $K^{*\circ}$, nous voyons 2 événements K^{*+} $\Xi^-\pi^\circ$ et des événements (5) que l'on peut interpréter comme du K^+ (725 Mev).

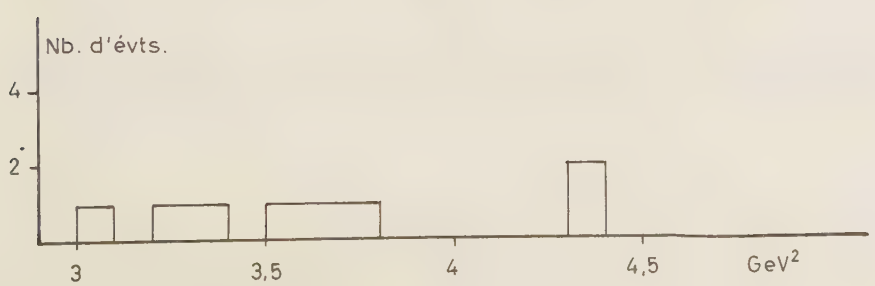
Nous pouvons décompter :

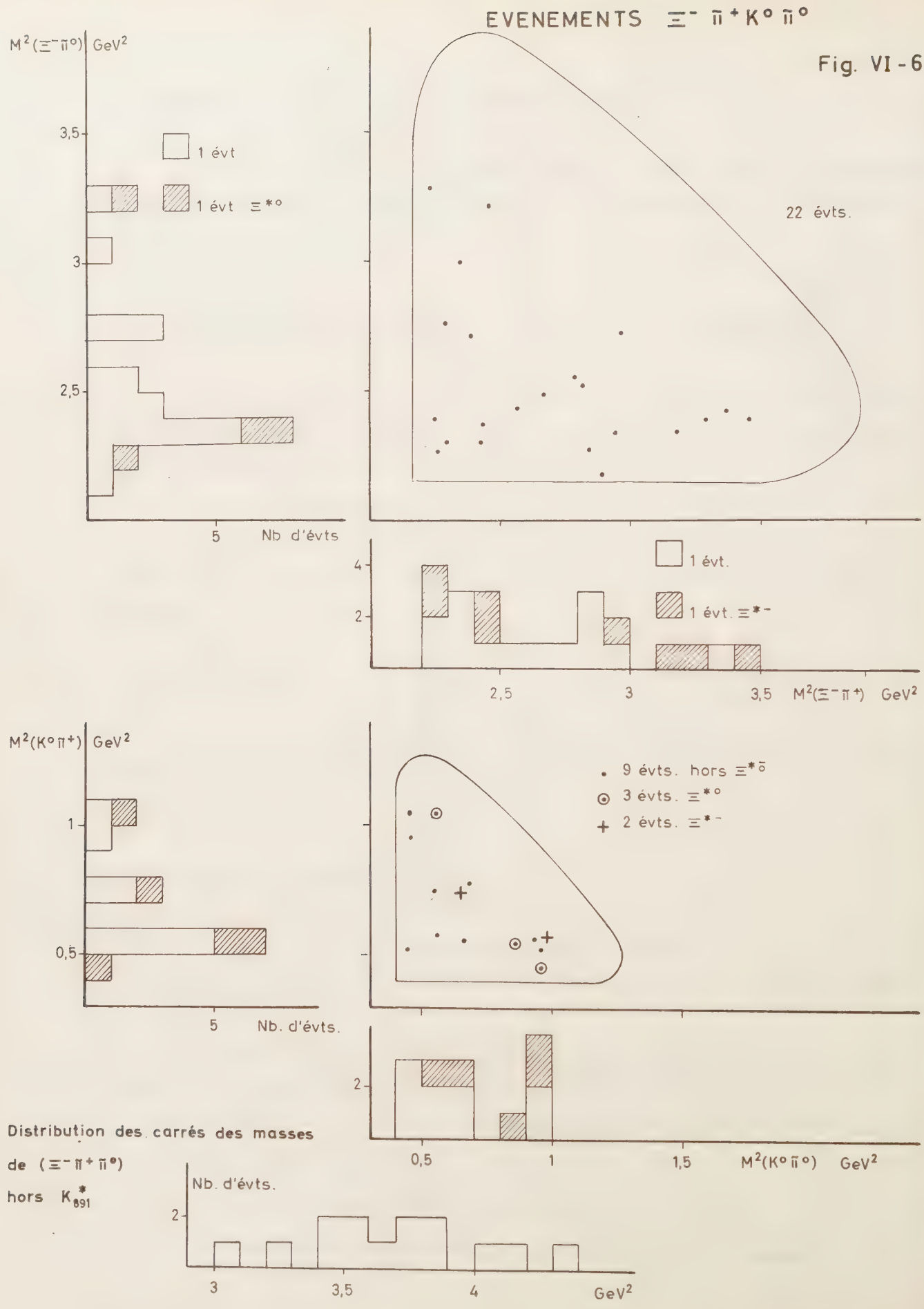
6 Ξ^{*-} K^{*+}, 1 $\Xi^{*\circ}$ $K^{*\circ}$, 4 Ξ^{*-} $K^\circ\pi^+$, 2 $\Xi^{*\circ}$ $K^\circ\pi^\circ$

EVENEMENTS $\Xi^- \pi^+ K^+ \pi^-$ Fig. VI-5



Distribution des carrés des masses $(\Xi^- \pi^+ \pi^-)$ hors K^*_{891}




EVENEMENTS Ξ⁻ π⁺ K° π°
Fig. VI-6
M²(Ξ⁻π°) GeV²
3,5
3
2,5
1 évt
1 évt Ξ*°
5
Nb d'évts
22 évts.
4
2
1 évt.
1 évt. Ξ*⁻
2,5
3
3,5
M²(Ξ⁻π⁺) GeV²
M²(K°π⁺) GeV²
1
0,5
5
Nb. d'évts.
• 9 évts. hors Ξ*
⊙ 3 évts. Ξ*°
+ 2 évts. Ξ*⁻
2
0,5
1
1,5
M²(K°π°) GeV²
Distribution des carrés des masses
de (Ξ⁻π⁺π°)
hors K*891
Nb. d'évts.
2
3
3,5
4
GeV²

2 $K^{*+}\Xi^-\pi^0$ et 7 événements dans le fond (dont peut-être 5 K^+).

La distribution des masses $(\Xi^-\pi^+\pi^0)^2$ ne présente aucune structure.

Remarque sur l'analyse des 4 corps

Le nombre d'événements dans chaque réaction est trop faible pour ne pas attacher aux valeurs trouvées des erreurs telles que, en fait, la section efficace de chaque réaction peut être considérée comme compatible avec zéro.

2 - 8 - Résultats de l'analyse

Nous avons analysé systématiquement toutes les réactions où il est possible de retrouver un Ξ^* dans les produits de l'état final.

Cette analyse montre que les réactions produisant un Ξ sont dominées par la production du Ξ^* (1530), principalement dans le mode neutre. Les résonances K^* (891) et ϕ (1020) apparaissent aussi très nettement.

Mais plusieurs faits saillants sont à souligner dans nos distributions :

1/ D'abord une accumulation d'événements $\Xi^-\pi^+K^0$ vers les grandes valeurs $\Xi\pi$ de l'espace des phases, qui, si elle était une fluctuation statistique, serait à 4 écarts standards.

2/ Ensuite une bosse dans la distribution ΛK^0 ou $\Lambda\bar{K}^0$ qui est à 3 écarts standards, vers les masses 1820 Mev/c^2.

3/ Enfin une bosse, aussi à 3 écarts, dans la distribution ΛK^+ vers 1700 Mev/c^2

Pour l'instant nous ne chercherons pas à conclure sur l'origine de ces accumulations qui seront étudiées au prochain chapitre. Nous allons maintenant calculer les proportions des différentes réactions produisant deux corps en utilisant la méthode du maximum de vraisemblance.

3 - ANALYSE PAR LA METHODE DU MAXIMUM DE VRAISEMBLANCE

3 - 1 - Généralités

Nous avons calculé pour chaque résonance sa masse, sa largeur expérimentale et la proportion de ses événements produits parmi tous les autres.

Pour calculer l'erreur $d\alpha_1$ et $d\alpha_2$ sur un paramètre α il faut chercher les points d'intersection de la courbe de vraisemblance fonction de α avec une parallèle à l'axe α_0. Cette courbe (fig. VI - 7a) est d'ailleurs importante à dessiner car il peut arriver que la convergence se fasse sur une mauvaise partie de la courbe. Par exemple, dans le cas de la largeur expérimentale d'une résonance il faut choisir au départ une largeur avec son erreur convenable pour que les itérations ne fassent pas dévier la recherche du maximum vers des largeurs nulles car pour $\Gamma = 0$ la courbe de vraisemblance présente un maximum qui peut être infini si il y a un événement qui a une masse égale à la masse affichée de la résonance (fig. VI - 7b). D'ailleurs il serait plus raisonnable de prendre $\Gamma' = \frac{1}{\Gamma}$ comme variable au lieu de Γ.

Pour étudier si il y a de fortes corrélations entre les paramètres il est utile de regarder les courbes à vraisemblance constante tracées dans le plan où un des paramètres est constant. Par exemple si la masse est donnée il peut y avoir une forte corrélation entre la largeur et le pourcentage les courbes présentent alors un aspect très allongé parallèle à une droite issue de l'origine (fig. VI - 7c).

3 - 2 - Résultats

- Ξ^* (1530)

En utilisant, dans la réaction $\Xi^- K^0 \pi^+$ les événements qui ne sont pas des $K^{*+}\Xi^-$ nous avons calculé la masse et la largeur du Ξ^{*0} (1530). Les courbes de la figure VI - 8b montrent que la surface de vraisemblance est à peu près symétrique pour chaque paramètre aussi avons nous gardé les même erreurs en plus et en moins.

Recherche du maximum de vraisemblance donnant la masse , la largeur et le pourcentage d'une résonance .

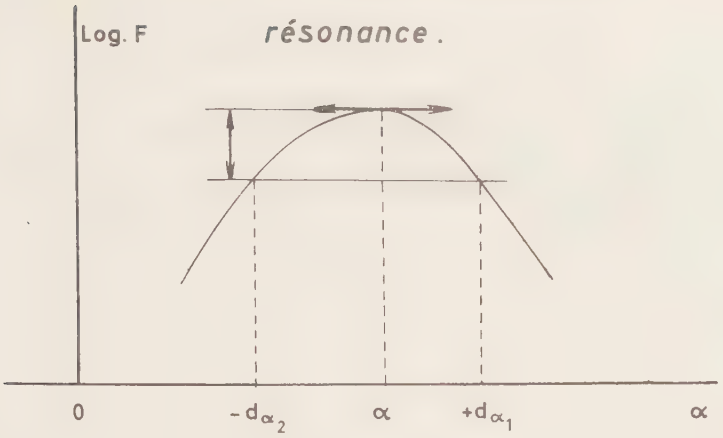


Fig. VI-7a

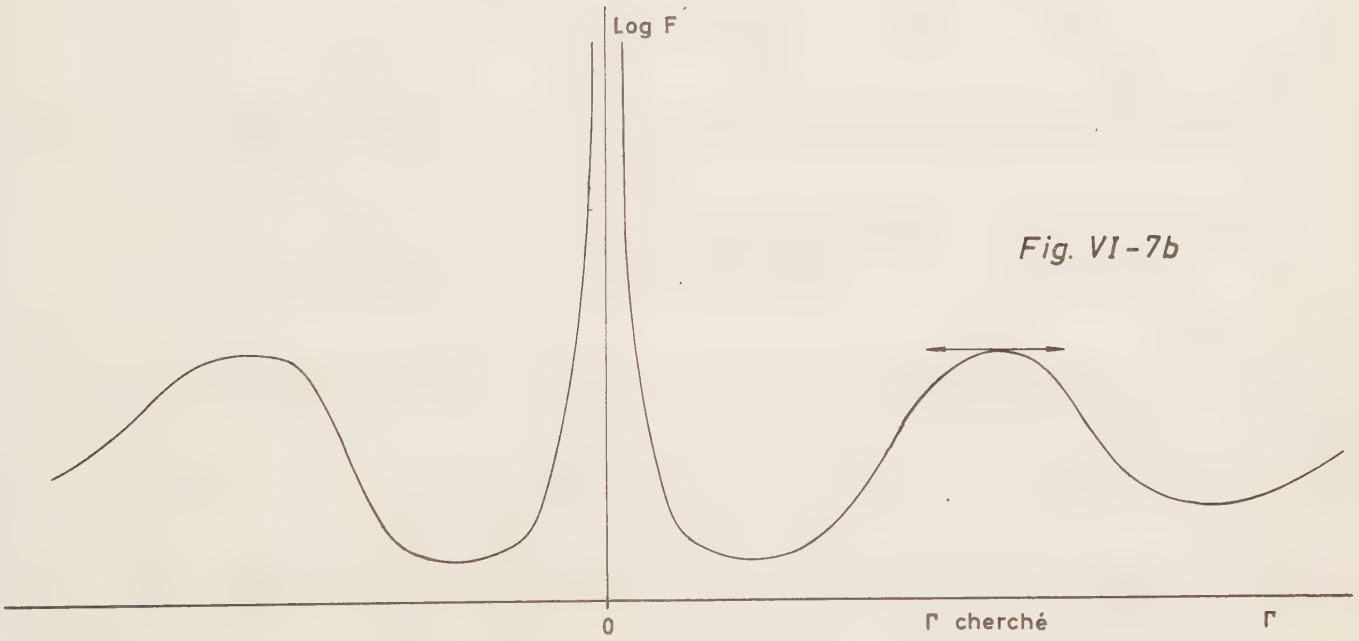


Fig. VI-7b

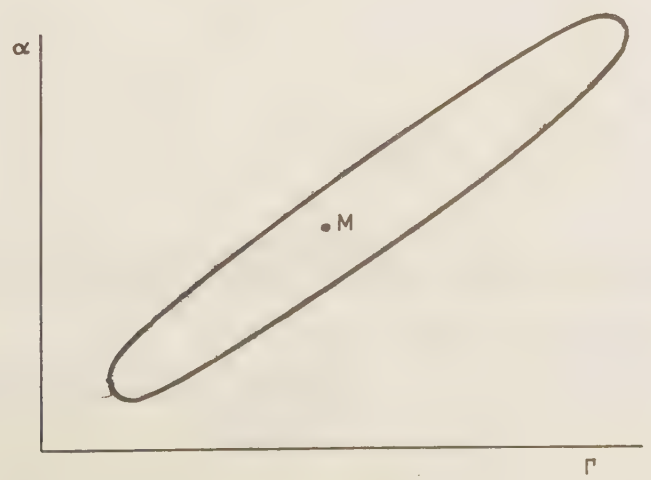


Fig. VI-7c

COURBE D'ESPACE DE PHASE ET DE BREIT ET WIGNER SUR LE $\Xi^{*\,o}_{1530}$ DES $\Xi^- K^o \pi^+$

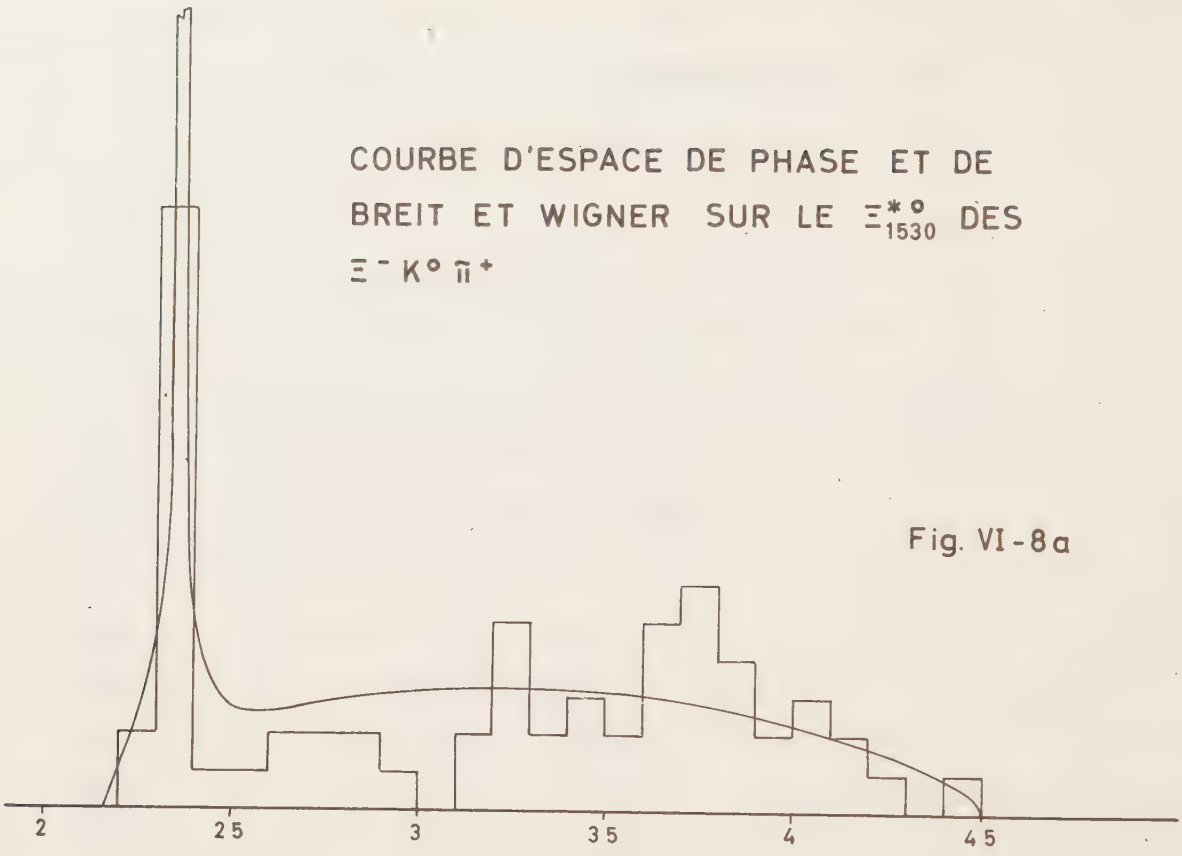
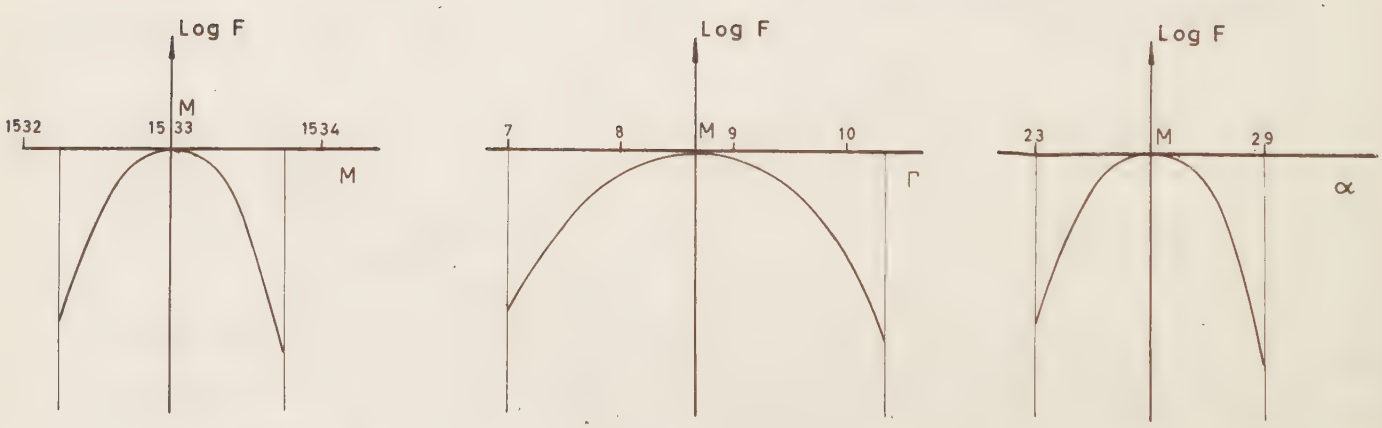


Fig. VI-8a



COURBES DE VRAISEMBLANCE EN FONCTION DE M, Γ et α POUR LA RESONANCE $\Xi^{*\,o}_{1530}$

Fig. VI-8b

Nos évaluations pour le Ξ^{*o} sont :

M =	$1532{,}9 \pm 0{,}7$ Mev/c^2
Largeur expérimentale =	$8{,}7 \pm 1{,}6$ Mev/c^2
Pourcentage =	$26{,}2 \pm 2{,}9$ %

Remarques sur le Ξ^{*} (1530)

a) La bande du Ξ^{*o} (1530) se trouve au début de l'espace des phases de la réaction $\Xi^{-}\pi^{+}$ K^{o}. La méthode du maximum de vraisemblance tient compte de cet effet dans le calcul de la masse ; mais si un événement est mesuré de façon à se trouver légèrement à l extérieur du contour le programme d'ajustement aura tendance à modifier les valeurs mesurées pour le mettre à l'intérieur de l'espace des phases, modification déplaçant le point normalement au contour et augmentant légèrement les masses effectives $\Xi^{-}\pi^{+}$. Ceci explique notre valeur 1532,9, légèrement plus élevée que les valeurs trouvées dans d'autres expériences (1528,7) (réf. 36).

b) Du point de vue des nombres observés dans notre expérience, le rapport entre les Ξ^{*o} et les Ξ^{*-} est de 7,3. Nous verrons, à l'aide du tableau des sections efficaces VI - 10 que le rapport entre les productions $\Xi^{*o}K^{o}$ et $\Xi^{*-}K^{+}$ est de $3{,}5 \pm 1$. Pour l'expérience réalisée à Brookhaven avec des K^{-} de 2,24 Gev/c, ce rapport est $2{,}5 \pm 1$ (réf. 36).

- $K^{*}(891)$

L'étude est faite pour le K^{*+} dans les événements de la réaction $\Xi^{-}K^{o}\pi^{+}$.

Nos évaluations sont :

M =	888 ± 1 Mev/c^2
Largeur expérimentale =	50 ± 5 Mev/c^2
Pourcentage =	38 ± 3 %

- ϕ (1020)

L'étude est faite pour le ϕ se désintégrant en $K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$ dans la réaction $\Lambda K^{\circ}K^{\circ}$.

Nos évaluations sont :

M =	1018,5	$\pm$ 0,6	Mev/c^2
Largeur expérimentale =	9	$\pm$ 2	Mev/c^2
Pourcentage =	53	$\pm$ 5	%

Cette étude nous a permis de calculer les productions en deux corps parmi les réactions à 3 et 4 corps dans l état final. A partir de ces proportions nous allons atteindre les sections efficaces des réactions deux corps dans le prochain paragraphe.

4 - CALCUL DES SECTIONS EFFICACES DES REACTIONS DEUX CORPS

Le tableau VI - 9 montre les différentes proportions de ces réactions trouvées dans la production des 3 et 4 corps dans l état final.

Dans le tableau VI - 10 nous avons calculé les sections efficaces en utilisant les coefficients de Clebsch Gordan pour les réactions non observées dans l'état final (valeurs mises entre parenthèses).

Le petit nombre d'événements dans chaque réaction nous a rendu impossible toute étude de spin ou de parité par des méthodes directes d'analyses des distributions angulaires de désintégrations.

Dans ce chapitre nous avons fait ressortir de nos données les résonances bien connues au début de cette étude (en 1963). Nous avons vu que la présence du $\Xi^{*\circ}_{1530}$ dominait toutes les réactions, mais les répartitions des événements dans plusieurs espaces de phases sont anormales. L'étude de ces anomalies, faite au prochain chapitre fera ressortir l existence de deux nouveaux baryons, existences qui seront confirmées avec l aide des résultats de l'expérience des K^- de 2,7 Gev/c faite à Berkeley.

Proportions des réactions à deux corps

Réaction		
$\Xi^- K^+ \pi^0$	25 %	$\Xi^- K^{*+}$
20 µb	5 %	$\Xi^{*-}_{1530} K^+$
	70 %	fond $\Xi^- K^+ \pi^0$
Réaction		
$\Xi^- K^0 \pi^+$	35 %	$\Xi^- K^{*+}$
39 µb	28 %	$\Xi^{*0}_{1530} K^0$
	37 %	fond $\Xi^- K^0 \pi^+$
Réaction		
$\Lambda^0 K^0 \bar{K}^0$	53 %	$\Lambda \phi$
55,5 µb	47 %	fond $\Lambda^0 K^0 \bar{K}^0$
Réaction		
$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$	20 %	$\Xi^{*0}_{1530} K^{*0}_{891}$
17 µb	80 %	fond ou 3 corps
Réaction		
$\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0$	10 %	$\Xi^{*0}_{1530} K^{*0}_{891}$
15 µb	25 %	$\Xi^{*-}_{1530} K^{*+}_{891}$
	65 %	fond ou 3 corps

Tableau VI - 9

Sections efficaces des productions en deux corps

$\Xi^- K^+$			21 ± 3
$\Xi^\circ K^\circ$			28 ± 9
$\Xi^- K^{*+}_{891}$	$K^\circ\pi^+$ 35 % de 39 = 13,6 $K^+\pi^\circ$ 25 % de 20 = 5		$18,6 \pm 2,5$
$\Xi^\circ K^{*\circ}_{891}$	Non séparé mais pour $\Xi^\circ K^+\pi^-$ < 11		< 10
$\Xi^{*-}_{1530} K^+$	$\Xi^-\pi^\circ$ 5 % de 20 = 1,5 $\Xi^\circ\pi^-$ = (3)		$4,5 \pm 3$
$\Xi^{*\circ}_{1530} K^\circ$	$\Xi^-\pi^+$ 28 % de 39 = 10,9 $\Xi^\circ\pi^\circ$ = (5,5)		$16,4 \pm 3$
$\Xi^{*-}_{1530} K^{*+}_{891}$	$\Xi^-\pi^\circ K^+\pi^\circ$ (2) $\Xi^-\pi^\circ K^\circ\pi^+$ 25 % de 15 = 4 $\Xi^\circ\pi^- K^+\pi^\circ$ (4) $\Xi^\circ\pi^- K^\circ\pi^+$ (8)		18 ± 8
$\Xi^{*\circ}_{1530} K^{*\circ}_{891}$	$\Xi^-\pi^+ K^+\pi^-$ 20 % de 17 = 3,5 $\Xi^-\pi^+ K^\circ\pi^\circ$ 10 % de 15 = 1,5 $\Xi^\circ\pi^\circ K^+\pi^-$ (2,2) $\Xi^\circ\pi^\circ K^\circ\pi^\circ$ (1,1)		$8,3 \pm 3$

Tableau VI - 10

CHAPITRE VII

ETUDE DES ETATS B = 1, S = - 2
DE MASSES SUPERIEURES A 1550 MEV/C^2

-;-

L'analyse de nos données faite au chapitre précédent a été basée principalement sur la recherche des résonances connues au début de cette étude. Mais trois faits saillants se sont manifestés. Nous allons essayer en approfondissant l'analyse de nos données de chercher les origines de ces distributions ; puis nous comparerons nos résultats avec ceux de l'expérience de K^- de 2,6 - 2,7 Gev/c faite à Berkeley. A la lumière de l'ensemble des résultats nous ferons alors le point sur la situation actuelle des états baryoniques d'étrangeté - 2 au-dessus de 1550 Mev/c^2.

1 - ANALYSE DES DONNEES DE L'EXPERIENCE K^- DE 3 GEV/C.

Rappelons les trois remarques faites au chapitre VI.

1/ Accumulation d'événements $\Xi^-\pi^+$ K^o vers les grandes masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ de l'espace des phases qui serait à 4 écarts standards si elle était purement statistique.

2/ Bosse vers 1820 Mev/c^2 dans la distribution ΛK^o ou $\Lambda \overline{K}^o$ qui est à 3 écarts standards.

3/ Bosse vers 1700 Mev/c^2 dans la distribution ΛK^+ qui est aussi à 3 écarts.

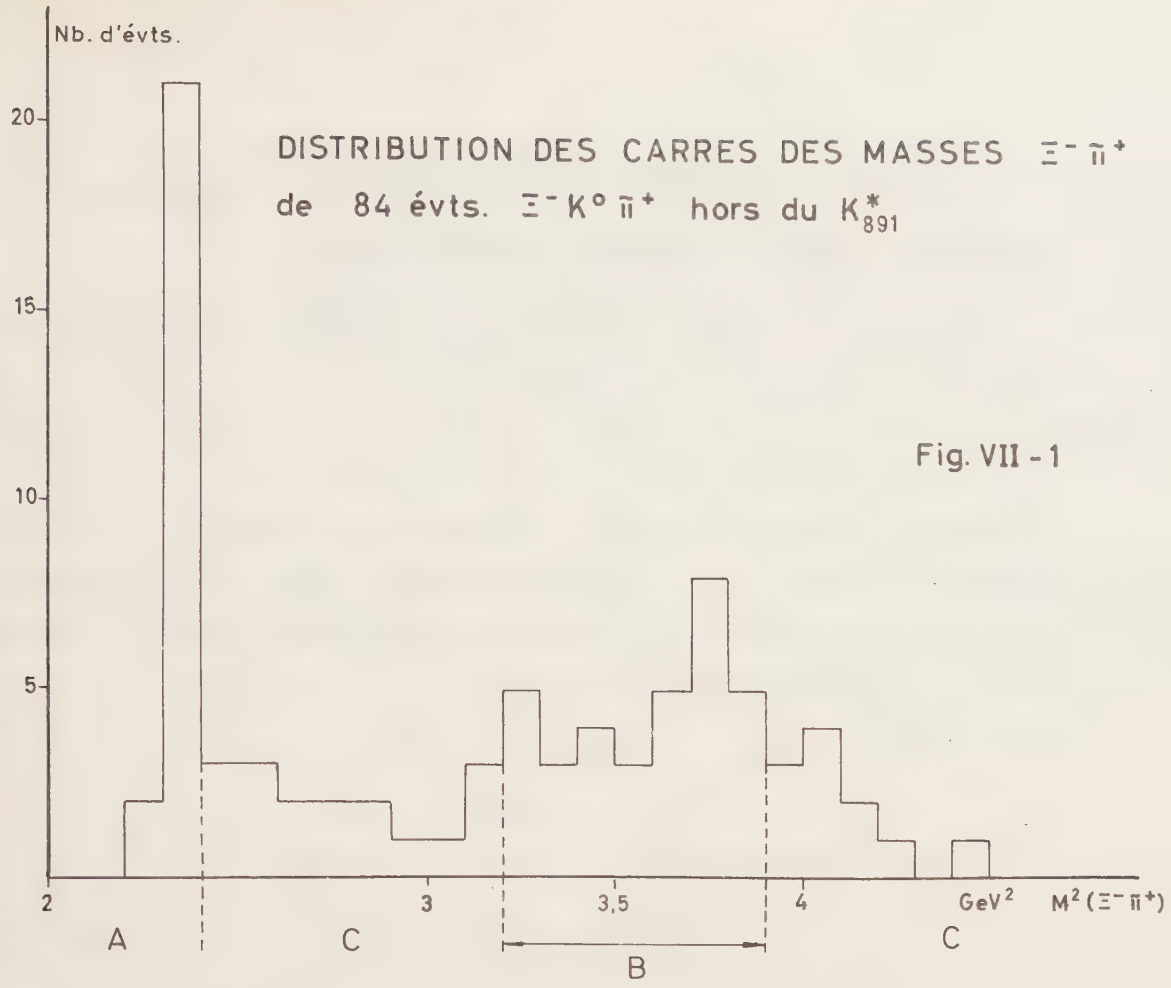
1 - 1 - Système $\Xi^-K^\circ\pi^+$

En utilisant les résultats complets de toute la collaboration des K^- de 3 Gev/c nous obtenons la distribution de la figure VII - 1 pour les masses $\Xi^-\pi^+$. Dans la bande B (3,2 - 3,9) (réf. § VI - 2 - 2) nous avons 19 événements de plus que les 14 attendus en considérant le fond dans les bandes voisines. Si elle était purement statistique cette accumulation s'écarterait du fond de 5 écarts types (19/$\sqrt{14}$). (ce résultat, différent de celui du précédent chapitre est amélioré par une augmentation légère de la statistique).

De plus en regardant les distributions du $\cos\theta^*$ du vecteur $\Xi^-\pi^+$ dans les différentes bandes (fig. VII - 2) nous voyons une variation au passage de la bande B (3,2 - 3,9). Dans la bande C il y a autant d événements où le K° est émis vers l'avant que vers l'arrière. Par contre la distribution de la bande B ressemble à celle du $\Xi^{*\circ}_{1530}$. Nous étudierons d'ailleurs au chapitre VIII ces distributions en détail pour essayer d expliquer l'émission du baryon vers l'avant par un modèle d'échange de baryon.

Cette accumulation pourrait provenir de plusieurs origines. Elle peut être due soit à un nouveau Ξ^* vers les masses 1940 Mev/c^2 soit à un Y^{*-} se décomposant en Ξ^-K° soit à un effet cinématique ou tout autre effet complexe.

Les dernières explications semblent très improbables : en effet d'une façon générale la production des Y^* dans l'expérience K^- de 3 Gev c se fait avec prédominance de l'Y^{*+} puis de l'$Y^{*\circ}$, le moins produit étant l'Y^{*-}. Or si un Y^* apparaissait en ΞK il serait donc très visible en $Y^{*\circ} \to \Xi^-K^+$ et nous avons vu que la distribution des événements $\Xi^-K^+\pi^\circ$ était conforme à l'espace des phases (en dehors du K^{*+}). Cet Y^* qui aurait une masse voisine de 2010 Mev/c^2 se désintégrerait aussi sous d'autres modes et aucune indication dans ce sens n'a été observée dans nos données à 3 Gev/c.

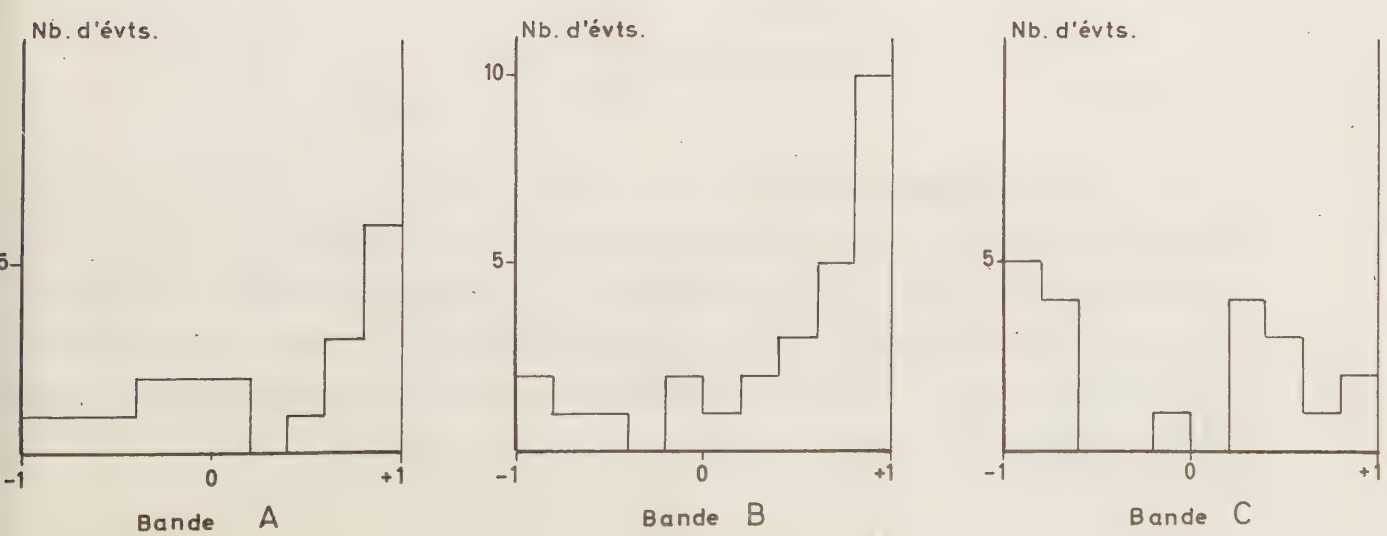


DISTRIBUTION DES CARRES DES MASSES $\Xi^- \pi^+$
de 84 évts. $\Xi^- K^o \pi^+$ hors du K^*_{891}

Fig. VII - 1

DISTRIBUTIONS DU $\cos \theta^*$ DU SYSTEME $\Xi \pi$ DANS LES DIFFERENTES BANDES

Fig. VII - 2



Par effet cinématique nous pensons principalement à une strucutre anormale du K^{*+}, mais en fait ce K^{*+} se désintégre très normalement en $K^+\pi^\circ$ il est donc vraisemblable qu'il en est de même en $K^\circ\pi^+$.

En excluant tout autre interprétation compliquée, il semble rester l'explication par un nouveau Ξ^*, en faveur duquel il y a la similitude avec le Ξ^*_{1530} leurs productions présentent des distributions angulaires semblables et leur mode de désintégration le plus observé est neutre.

En nous limitant à la partie d'espace des phases où les masses $(\Xi^-\pi^+)^2$ sont supérieures à 3 Gev nous avons adapté (fig. VII - 3) une courbe de Breit-Witgner sur cet espace de phase. La masse et la largeur calculées par la méthode du maximum de vraisemblance (réf. § VI - 3) sont :

Masse	=	1943 ± 17 Mev/c^2
Largeur expérimentale	=	164 ± 46 Mev/c^2
Pourcentage	=	21 ± 6 %

En admettant que c'est une nouvelle résonance nous l'appellerons Ξ^*_{1940} suivant la dénomination classique.

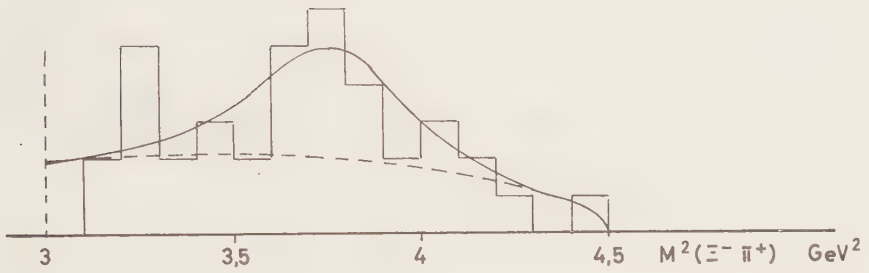
Ce Ξ^* se désintègre en $\Xi\pi$ et ne peut avoir que l'isospin 1/2 ou 3/2. S'il était d'isospin 3/2 nous observerions autant de Ξ^{*-} que de $\Xi^{*\circ}$. Or nous le voyons dans le mode neutre et pratiquement pas dans le mode chargé comme pour le Ξ^*_{1530}. Il n'est donc pas 3/2.

L'isospin du Ξ^*_{1940} est 1/2

En regardant la figure VII - 4 nous voyons sur la distribution des masses (ΛK° ou $\Lambda\bar{K}^\circ$) une légère bosse pour les masses voisines de 1950 Mev/c^2 s'écartant du fond de 1,5 écart standard si c'est une fluctuation statistique. Donc la section efficace du Ξ^*_{1940} se désintégrant en ΛK° est compatible avec zéro. De même nous l'avons vu au chapitre précédent la distribution des masses $\Xi^-\pi\pi$ est plate.

DISTRIBUTION DES CARRES DES MASSES $\Xi^-\pi^0$ ET DESSIN DE LA COURBE DE BREIT ET WIGNER SUPERPOSEE A L ESPACE DE PHASE DANS LA REGION DU Ξ^*_{1940}

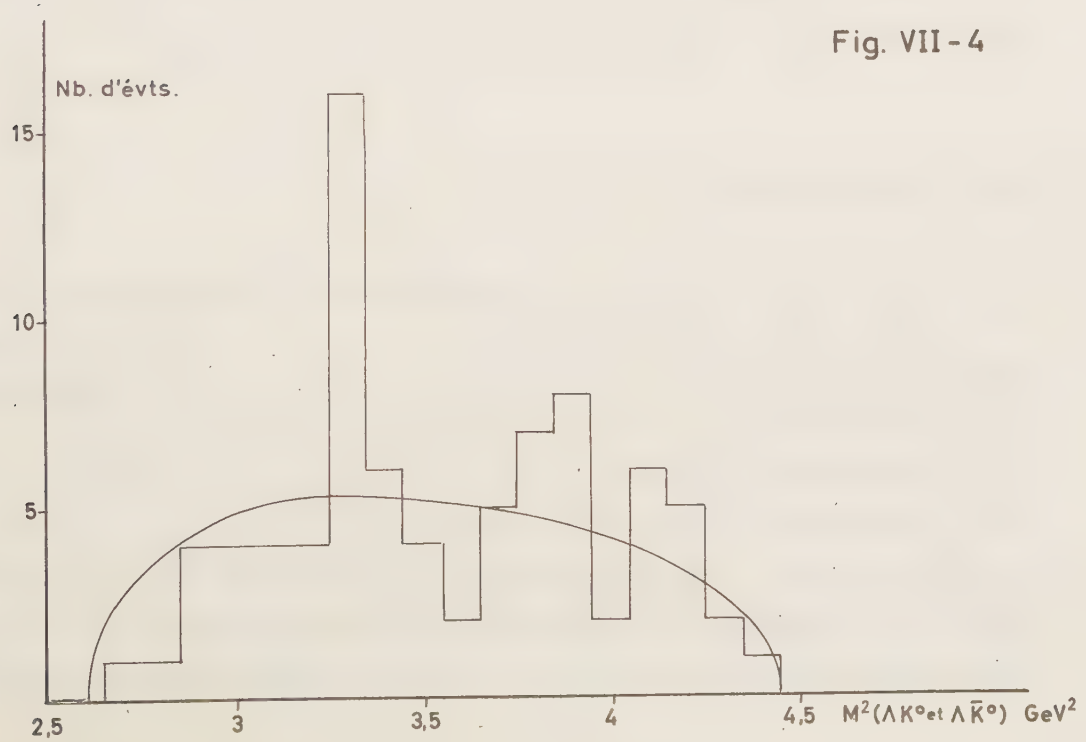
Fig. VII-3



41 évts. $\Lambda^0 K^0 \bar{K}^0$ hors ϕ_{1020}

DISTRIBUTION DES MASSES CARREES ET DES MASSES ($\Lambda^0 K^0$ ou $\Lambda \bar{K}^0$)

Fig. VII-4



1 - 2 - Système $\Lambda K^{\circ}\bar{K}^{\circ}$

Nous avons changé l'origine de la distribution des carrés des masses ΛK° ou $\Lambda\bar{K}^{\circ}$ (fig. VII - 4) est le pic vers 1815 Mev/c^2 devient très étroit. Il est certainement dû au Ξ^{*}_{1815} publié par les physiciens de Berkeley en mai 1964 (réf. 23).

En adaptant une coube de Breit-Wigner nous trouvons pour ce Ξ^{*}_{1815}

Masse	= 1814 $\pm$ 2 Mev/c^2
Largeur expérimentale	= 12 $\pm$ 4 Mev/c^2
Pourcentage	= 19 $\pm$ 4 %

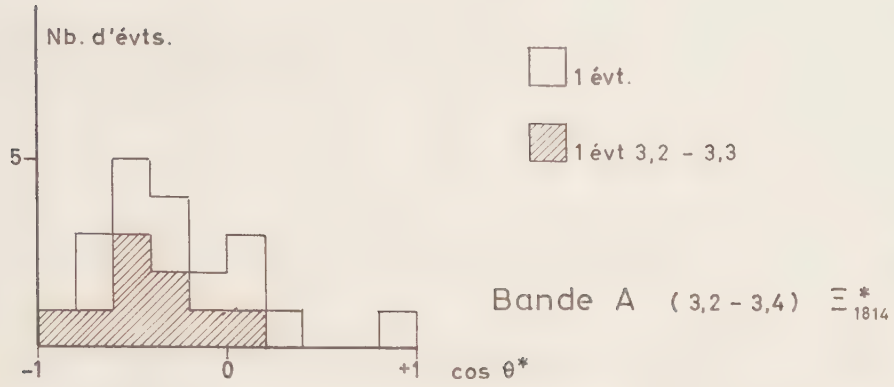
Si nous découpons l'espace des phases en trois bandes A (3,2 - 3,4) correspondant au Ξ^{*}_{1815}, B (3,7 - 3,9) correspondant au Ξ^{*}_{1940} et C pour le reste de l axe $\Lambda\bar{K}$ ou $\Lambda\bar{K}^{\circ}$ nous avons les distributions du $\cos\theta^{*}$ du vecteur ΛK ou $\Lambda\bar{K}$ sur la figure VII - 5. Le rapport entre le nombre d'événements où le baryon est émis vers l avant et vers l arrière est 1/3 (5/15) pour A, 1,1 (7/6) pour B et 1/4 pour C. Il y a donc une légère variation pour la bande du Ξ^{*}_{1815} et une grosse différence pour la bande du Ξ^{*}_{1940} bien que ces distributions sont noyées par le mélange entre les baryons d'étrangeté 0 et - 2.

1 - 3 - Système $\Lambda K^{+}K^{-}$

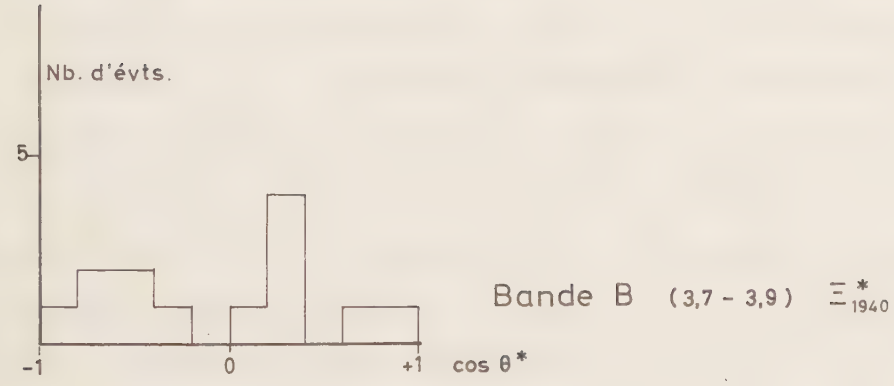
Ce système peut nous renseigner sur l'étrangeté du pic en ΛK° ou $\bar{K}^{\circ}$. Nous ne voyons aucune structure en ΛK^{+} à cette masse (il n existe d ailleurs pas de $N^{*}_{1/2}$ à cette masse) et pour l instant nous supposerons que son étrangeté est - 2. Mais dans la distribution en ΛK^{+} nous voyons une bosse de $8 \pm \sqrt{5}$ événements s étartant de 3 écarts type du fond. Cette bosse, qui est due à un système d'étrangeté 0, n'est pas due au N^{*}_{1688} ; en effet si c'était du N^{*}_{1688} le rapport de branchement de ses désintégrations en ΛK et $N\pi$ ne serait pas compatible avec les résultats déjà connus car nous aurions alors trop de désintégration en ΛK du N^{*}. De plus notre bosse est centrée vers les

EVENEMENTS $\Lambda^o K^o \bar{K}^o$ Fig. VII-5

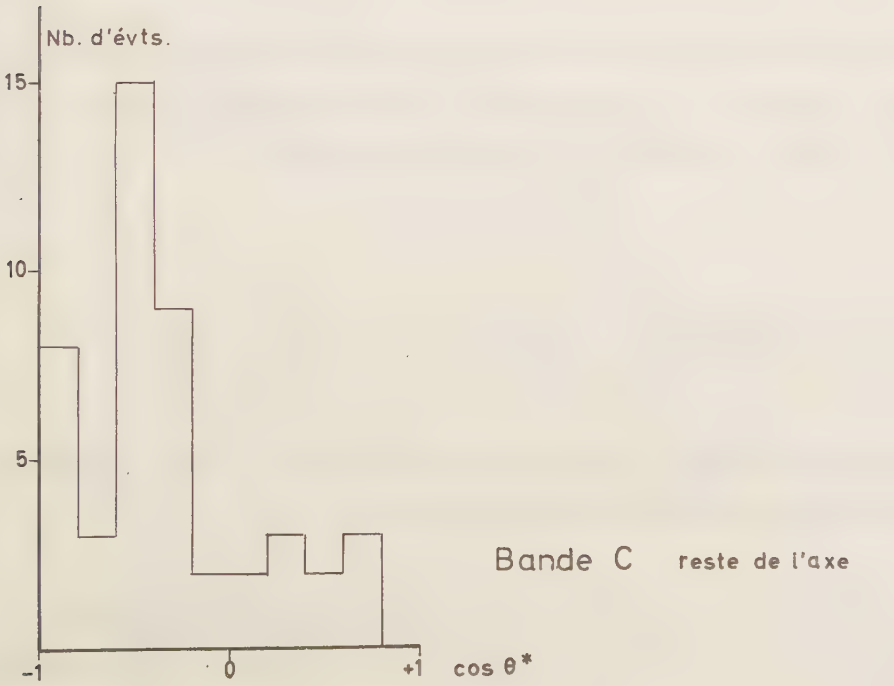
DISTRIBUTIONS ANGULAIRES DU SYSTEME $\Lambda^o K^o$ ou $\Lambda^o \bar{K}^o$



Bande A (3,2 - 3,4) Ξ^*_{1814}



Bande B (3,7 - 3,9) Ξ^*_{1940}



Bande C reste de l'axe $(\Lambda^o K^o - \Lambda^o \bar{K}^o)$

masses 1700 Mev/c^2 et semble due à un nouveau $N^*(1/2)$ trouvé récemment à 1692 Mev/c^2.

Dans le système ΛK^- il n'y a pas de bosse ni à 1810 ni à 1700 Mev/c^2. Les quelques événements vers 1700 ne correspondent qu'à une variation d'un écart type du fond.

1 - 4 - Résultats

L'accumulation vers les grandes valeurs des masses $\Xi^-\pi^+$ semble due à un nouveau Ξ^*_{1940} (réf. 26). Son mode de désintégration principal étant en $\Xi\pi$.

L'observation de la bosse en ΛK^0 ou $\Lambda\bar{K}^0$ vers 1815 Mev/c^2 uniquement avec nos données des K^- de 3 Gev/c n est pas suffisante pour prouver l'existenc et à fortiori l'étrangeté d'une nouvelle résonance.

Aucune structure n'apparaît, notamment à 1600 Mev/c^2 (Ξ^* prévu par l'octet de SU_3 γ 3/2 (réf. 14).

Nous avons additionné sur les figures VII - 7 et 8 les histogrammes des carrés des masses $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$ et ΛK dans le but de rendre plus apparent une production d'état S = + 2. Rien n'apparaît mis à part les bosses à 3,25 et 3,75 Gev^2.

En fait cette analyse a été faite en même temps avec des intéractions de K^- à 2,7 Gev/c à Berkeley et nous allons voir au prochain paragraphe comment tous les résultats sont confirmés par chaque expérience.

2 - COMPARAISON DE NOS RESULTATS AVEC CEUX DES EXPERIENCES VOISINES

2 - 1 - Comparaison de quelques résultats de réactions 2, 3 et 4 corps dans l'état final avec les expériences voisines

Avant de discuter les résultats des différentes expériences sur les Ξ^* de masses supérieures à 1550 Mev/c^2 nous avons comparé, dans ce paragraphe,

HISTOGRAMMES GENERAUX DES MASSES $\Xi\pi$, $\Xi\pi\pi$ et ΛK POUVANT FOURNIR SOIT UN Ξ^{*-} , SOIT UN Ξ^{*0}

AU DESSUS DE 2,6 GeV^2

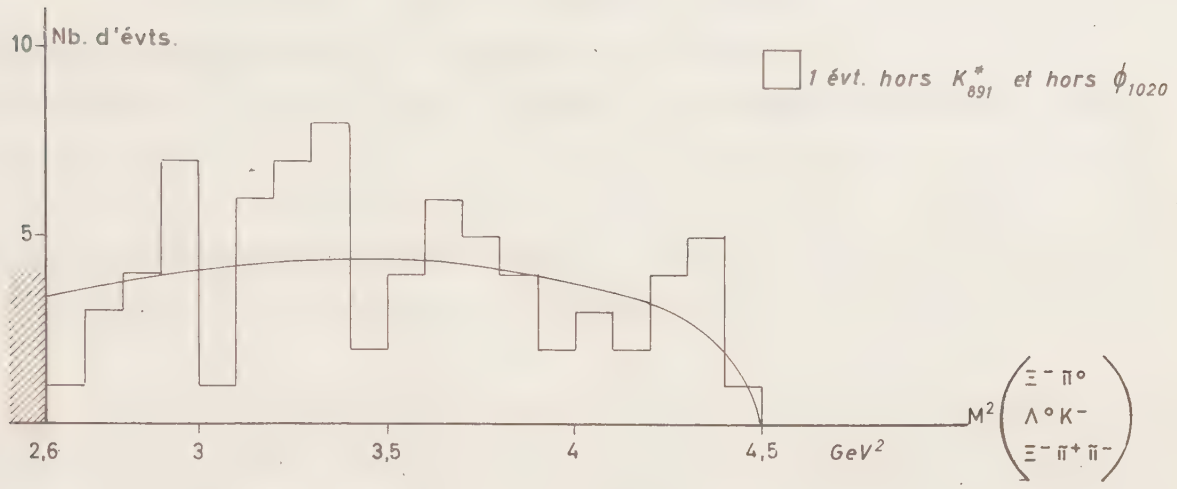
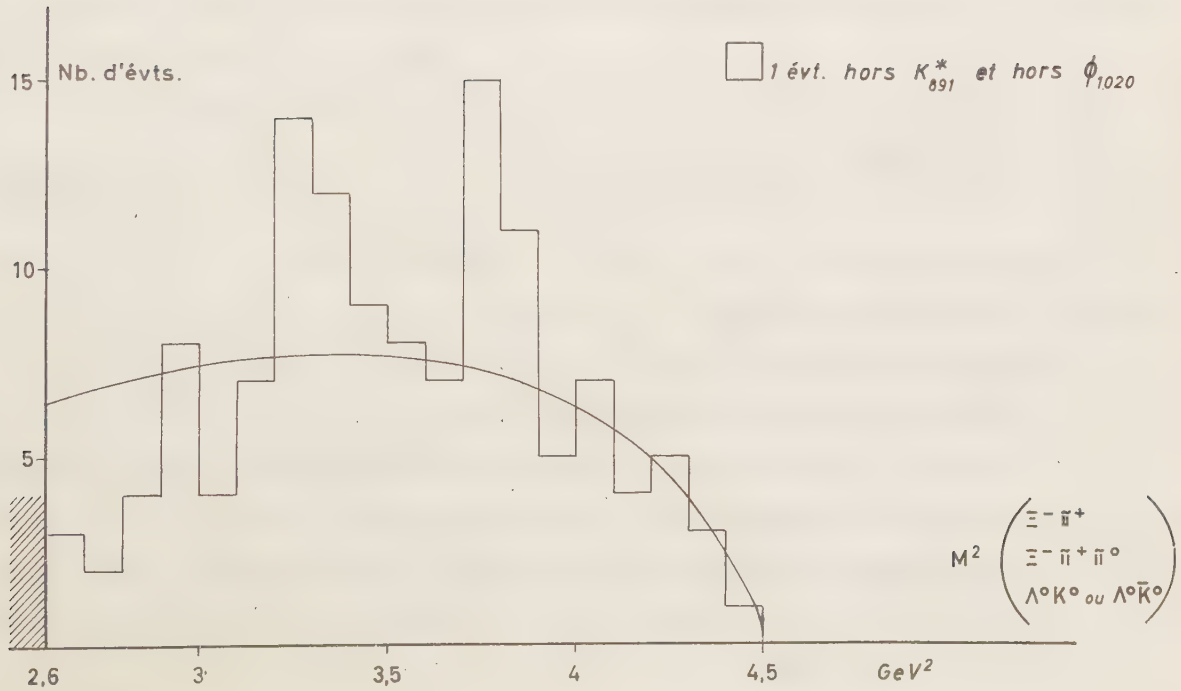


Fig. VII-7

Fig. VII-8



quelques réactions dans l'état final. Notre but est simplement de voir si nos résultats sont compatibles avec ceux d'expériences faites aux énergies voisines (celles réalisées en 1963).

Le tableau VII - 9 affiche les valeurs publiées par les différents laboratoires pour les réactions $\Xi^- K^+$, $\Xi^- K^+ \pi^0$, $\Xi^- K^0 \pi^+$, $\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$ et $\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0$.

σ en μb	Brookhaven	Berkeley	Paris Amsterdam	Oxford
	2,24 2,44	2,63 2,70	3	3,5
Energie dans c d m	2320 2400	2470 2500	2608	2780
$\Xi^- K^+$	9[illegible] ± 16		21 ± 3	9,4 ± 3,2
$\Xi^- K^+ \pi^0$	54 ± 23	24,3	20,5 ± 3	21,6 ± 5,5
$\Xi^- K^0 \pi^+$	119 ± 30	39,9	39 ± 4	31,3 ± 5,7
$\Xi^- K^+ \pi^+ \pi^-$		5,9	10,5 ± 3	19,9 ± 4,1
$\Xi^- K^0 \pi^+ \pi^0$		11,5	15 ± 2	36,9 ± 10,2
Référence	22	25	E.P.	29

Tableau VII - 9

Nous voyons sur ce tableau que nos résultats sont compatibles, en tenant compte de la décroissance de la section efficace des deux corps, de la croissance de celle des 4 corps. En fait, pour les 3 et 4 corps cette section efficace est un ensemble de sections efficaces partielles de réactions 2 corps et il est impossible de prévoir exactement la sections efficace à une énergie donnée dans le centre de masse. Après s'être assuré que ces expériences étaient comparables, nous allons maintenant présenter et discuter l'existence des différents résultats.

2 - 2 - Rapide historique de la découverte des Ξ^* de masses supérieures à 1550 Mev/c^2

Les principales expériences pouvant produire de tels Ξ^* ont été énumérés au paragraphe VI -1 - 2. En 1963, l'état des Ξ^* était le suivant : mis à part le Ξ^*_{1530}, un Ξ^* vers 1775 Mev/c^2 était trouvé (réf. 21) grâce à l'expérience faite avec des K^- de 3,5 Gev/c dans le fréon et une allusion à un pic vers 1750 Mev/c^2 était annoncée (réf. 22) grâce à l'expérience à 2,24 Gev/c dans l'hydrogène. Aucune confirmation n'a été apportée depuis cette remarque sur ce dernier pic par le groupe (réf. 36) et par d'autres expériences.

L'accumulation à 1775 Mev/c^2 et le pic existant entre 1700 et 1900 Mev/c^2 (réf. 21) dans la distribution des masses $\Xi^-\pi^+\pi^0$ était observé en mai 1964 pour les mêmes événements dans l hydrogène à Berkeley avec des K^- de 2,7 Gev/c (réf. 23). L utilisation dans le fréon des événements Ξ^-K^{*+} produits à 40 % des trois corps dans l état final est peut être à l'origine du léger déplacement observé. Ce Ξ^*_{1816} était à cette époque observé pour une partie de nos données dans sa désintégration en $\Lambda\overline{K}$ (réf. 24). Le rapport de branchement $\Xi^*_{1816} \to \Xi^*_{1530} + \pi$/ $\Xi^*_{1816} \to \Lambda^0\overline{K}$ était égal à 1,1 (réf. 23), le mode $\Xi^-\pi^+$ étant à peine observable.

A la fin de 1964 toutes les données de l'expérience de Berkeley (réf. 25) confirmait les sections efficaces des modes de désintégration du Ξ^*_{1816} en $\Lambda\overline{K}$ et Ξ^*_{1530} et le rapport de branchement $\Xi^* \to \Lambda\overline{K}$ / $\Xi^* \to \Xi\pi$ était alors voisin de 1 ($\sigma \simeq 10$ µb).

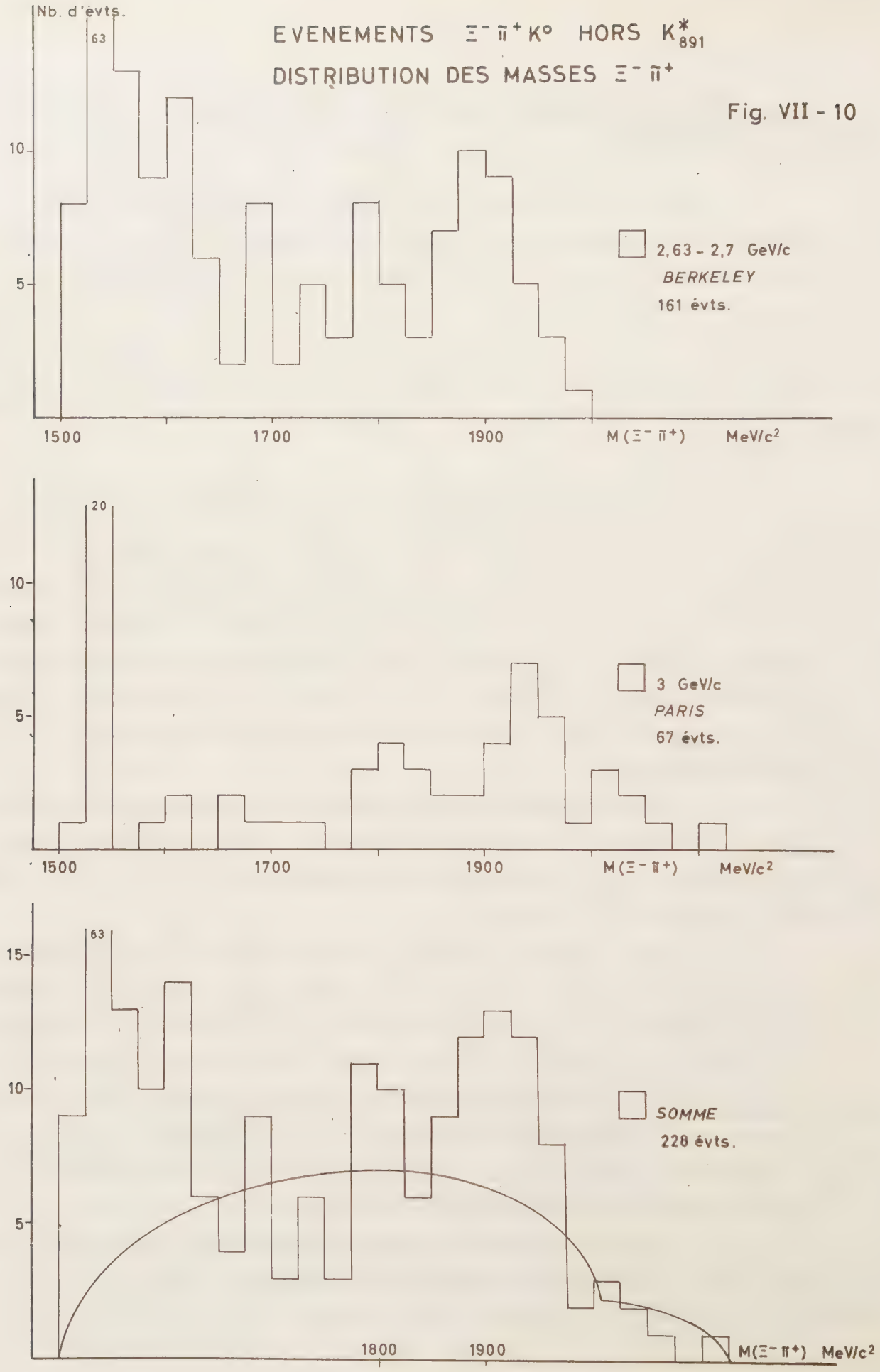
En 1965, toutes nos données à 3 Gev/c pouvaient laisser prévoir (paragraphe précédent) l existence d'un nouveau Ξ^*_{1940} (réf. 26). L'accumulation des événements $\Xi^-\pi^+K^0$ vers les masses $\Xi^-\pi^+$ voisines de 1,9 Gev avait été interprétée par le groupe de Berkeley comme le mode de désintégration en $\Xi^-\pi^+$ du Ξ^*_{1815} (réf. 27). Nous avons recopié sur la dernière publication du groupe de Berkeley la distribution des masses $\Xi^-\pi^+$ des événements à 2,7 Gev/c de la figure VII - 10. Le Ξ^*_{1940} y est sévérement atténué par la limite de l'espace des phases s'arrêtant à 2000 Mev/c^2.

Une nouvelle accumulation vers 1705 Mev/c^2 est vue sous le mode chargé en Λ^0K^- et $\Xi^-\pi^0$ dans les données à 2,7 Gev/c (réf. 27).

EVENEMENTS $\Xi^- \pi^+ K^0$ HORS K^*_{891}

DISTRIBUTION DES MASSES $\Xi^- \pi^+$

Fig. VII - 10



2 - 3 - Discussion des distributions des masses $\Xi^-\pi^+$ de la réaction $\Xi^-\pi^+K^\circ$.

Sur la figure VII - 10 nous avons tracé les distributions des masses $\Xi^-\pi^+$ pour les réactions $\Xi^-\pi^+K^\circ$ à 2,7 et 3 Gev/c pour les événements qui ne sont pas Ξ^-K^{*+}. Pour les deux expériences il y a une nette accumulation entre 1,8 et 1,9 mais il n'est pas possible de séparer deux bosses.

Aussi, à Berkeley tous les événements ont été considérés comme produits de désintégration en $\Xi^-\pi^+$ du Ξ^*_{1815} et à Paris, du Ξ^*_{1940}. Mais en additionnant les deux histogrammes pour augmenter la statistique il est raisonnable de séparer deux bosses, l'une due au Ξ^*_{1815} et l'autre au Ξ^*_{1940}.

Dans notre calcul de la masse et de la largeur du Ξ^*_{1940} par le maximum de vraisemblance (voir paragraphe précédent) nous avons pris l'ensemble des événements à 3 Gev/ sans séparer les quelques événements dans la bande du Ξ^*_{1815}. Ces derniers ont déplacé légèrement la maximum et augmenté la largeur mesurée car en les éliminant nous trouvons M = 1949 $\pm$ 16 Mev/c^2 et largeur expérimentale = 138 $\pm$ 40. En tenant compte des événements qui se trouvent aussi dans K^*_{891} la section efficace de production du Ξ^{*o}_{1940} se désintégrant en $\Xi^-\pi^+$ est estimée à 9,5 $\pm$ 3 µb et celle du Ξ^*_{1815} à 1 $\pm$ 1 µb.

3 - SITUATION ACTUELLE DES CONNAISSANCES EXPERIMENTALES SUR LES Ξ^* DE MASSES SUPERIEURES A 1550 MEV/C^2.

3 - 1 - Ξ^*_{1815}

Son mode de désintégration le plus observé dans les deux expériences est en ΛK° ou $\Lambda\overline{K}^\circ$. L'étrangeté - 2 est donnée par son observation en ΛK^- à Berkeley et par la légère observation en $\Xi^-\pi^+$. L'isospin est certainement 1/2 à cause du mode de désintégration en $\Lambda\overline{K}$. La masse et la largeur ont été calculées dans le mode ΛK° ou $\Lambda\overline{K}^\circ$ dans les deux expériences (tableau VII - 11). Dans la dernière colonne du tableau nous avons fait une moyenne des résultats.

Les résultats de Berkeley ont été recopiés sur la dernière publication du groupe (Réf. 27).

3 - 2 - Ξ^*_{1940}

Son mode de désintégration le plus observé dans les deux expériences est en $\Xi^-\pi^+$; donc sous le mode neutre comme pour le Ξ^*_{1815}. L'isospin est 1/2. Les sections efficaces ont été calculées pour notre expérience par la méthode du maximum de vraisemblance avec les événements $\Xi^-\pi^+K^\circ$ en ignorant la production éventuelle du Ξ^*_{1815}.

3 - 3 - Ξ^*_{1705}

Il est observé à Berkeley sous le mode chargé dans ses modes de désintégrations en $\Xi^-\pi^0$, ΛK^- et ΛK° ou $\Lambda\overline{K}^\circ$. La probabilité pour que la basse observé soit due à une fluctuation statistique est inférieure à 1/300 (réf. 27). A 3 Gev/c une légère bosse vue en ΛK^- ne s'écarte que de 5 % du fond et pour nous la sections efficace de production du Ξ^*_{1705} est compatible avec zéro. D'ailleurs au vu des différents histogrammes faits avec des K^- de plusieurs impulsions (2,1 à 2,7 Gev/c) à Berkeley, la section efficace de production semble diminuer très fortement quand l'impulsion du K^- incident augmente.

3 - 4 - Autres Ξ^*

Aucun autre Ξ^* est observé. Notamment à 1600 Mev/c^2 aucune concentration se manifeste dans les deux expériences.

Données récentes sur les Ξ^{*o}

Ξ^*_{1530}		E.P. 3 Gev/c	Brookhaven 2,24 Bev/c	Moyenne
	M	$1532,2 \pm 0,7$	$1528,7 \pm 1$	$1530,8 \pm 1$
	Γ	$8,7 \pm 1,6$	$8,5 \pm 3,5$	$8,6 \pm 2$
	σ en $\Xi^{*o} K^o$	$16,4 \pm 3$	56 ± 11	/

Ξ^*_{1815}		E.P. 3 Gev/c	Berkeley 2,6-2,7 Bev/c	Moyenne
	M	1814 ± 2	1817 ± 7	1815 ± 7
	Γ	12 ± 4	30 ± 7	$18,5 \pm 8$
	σ en $\Lambda\bar{K}$	9 ± 3	$11,4 \pm 2,6$	80 ± 30
	σ en $\Xi^- \pi^+$	1 ± 1	$(10,8 \pm 2,7)$	10 ± 10
	σ en $\Xi^{*o}_{1530} \pi^+$	$0 \; {}^{+1,5}_{-0}$	$2,9 \pm 1,5$	10 ± 10

Ξ^*_{1940}		E.P. 3 Gev/c	Berkeley 2,6-2,7 Bev/c	Moyenne
	M	1949 ± 16	1925	—
	Γ	138 ± 40	—	—
	σ en $\Lambda\bar{K}$	3 ± 2	—	20 ± 15
	σ en $\Xi^- \pi^+$	$9,5 \pm 3$ ou (14 ± 4)	—	80 ± 20
	σ en $\Xi^{*o}_{1530} \pi^+$	$0 \; {}^{+2}_{-0}$	—	$0 \; {}^{+10}_{-0}$

Tableau VII - 11

- M et Γ signifient masse et largeur expérimentale.
- Les sections efficaces sont en µb. Celles calculées entre ( ) sont avec le Ξ^*_{1815} seul pour Berkeley et avec le Ξ^*_{1940} seul pour Paris.
- Dans la dernière colonne les moyennes entre les expériences ont été calculées pour les masses, largeurs expérimentales et rapports de branchement (en %).

3 - 5 - Conclusion

Dans la gamme d'énergie connue actuellement nous observons principalement trois Ξ^*, le Ξ^*_{1530}, le Ξ^*_{1815} et le Ξ^*_{1940}. Tous les trois sont principalement observés dans le mode neutre et leur isospin est 1/2. Les nombres observés sont trop faibles pour étudier leur spin ou leur parité mais suffisantes pour montrer que leur production se fait généralement vers l'avant notamment pour le Ξ^*_{1530} et Ξ^*_{1940} (fig. VII - 2). Le Ξ^*_{1530} ne peut se désintégrer qu'en $\Xi\pi$. Le Ξ^*_{1815} est fortement couplé à $\Lambda\bar{K}$ mais peut se désintégrer aussi en $\Xi^*_{1530}\,\pi$. Le Ξ^*_{1940} est fortement couplé en $\Xi\pi$ et peu en $\Lambda\bar{K}$ et $\Xi^*_{1530}\,\pi$. Des rapports de branchements nous pouvons déduire les largeurs réduites. Le Ξ^*_{1815} doit se désintégrer en $\Xi\pi$ avec une largeur très faible (quelques Mev/c^2) et le Ξ^*_{1940} a une largeur réduite en $\Lambda\bar{K}$ analogue à celle du Ξ^*_{1815} ($\sim$ 20 Mev/c^2).

Il est important de noter le besoin de l'augmentation de la statistique pour améliorer nos connaissances sur ces Ξ^*. Cette augmentation qui sera fonction du taux de répétition et de la taille de la chambre à bulles ne doit pas être prise au détriment de la précision de mesure des événements dans la chambre car actuellement en multipliant le nombre de Ξ^* par dix nous serions alors limité par la précision de la reconstruction avec le système CBH 81 - appareil de mesure. Mais si le nombre de nos événements doublait ou triplait, il nous serait alors possible de chercher les propriétés spatiales de ces deux Ξ^*.

Nous avons vu que les Ξ^* étaient produits généralement vers l'avant. Aussi une tentative d'explication par un modèle d'échange de Σ sera essayé au prochain chapitre.

CHAPITRE VIII

ASPECTS THEORIQUES DES Ξ^*
PRODUCTIONS EN DEUX CORPS. ECHANGE DE BARYON.

L'objet de ce dernier chapitre sera une confrontation de nos résultats avec les prévisions théoriques puis un essai d'explication des productions en deux corps par l'échange de certains baryons.

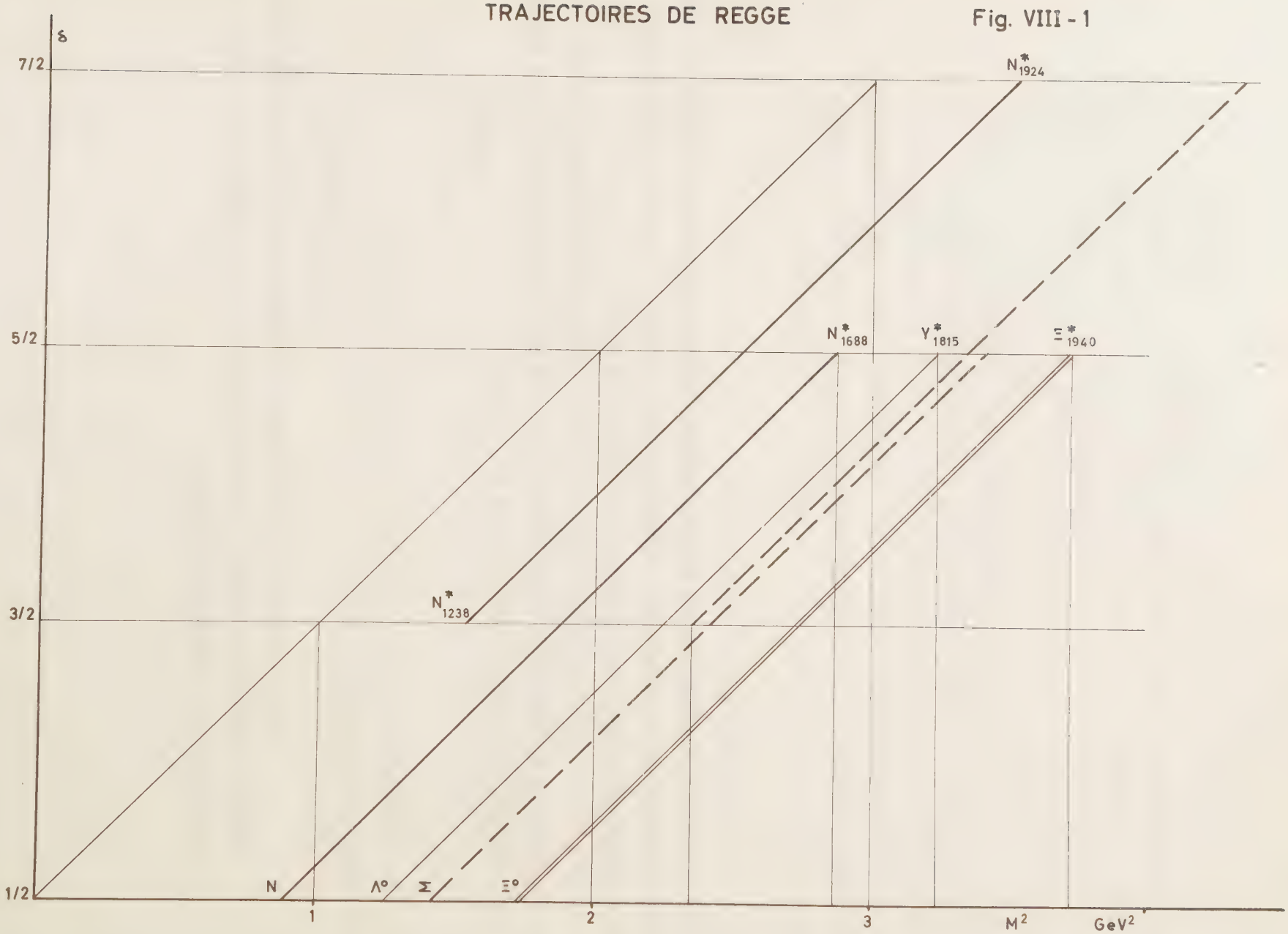
Nous exposerons des faits expérimentaux qui laissent supposer un échange de baryon et nous en déduirons quelques conséquences sur les constantes de couplage aux deux vertex K^- et proton.

1 - ASPECTS THEORIQUES

Les interactions fortes peuvent s'interpréter par plusieurs théories (Regge - symétrie unitaire...) avec lesquelles il est possible de classer les particules et notamment les baryons.

TRAJECTOIRES DE REGGE

Fig. VIII - 1



1 - 1 - Pôles de Regge

Les trajectoires de Regge ont permis à Glashow et Rosenfeld (réf. 15) d'envisager un classement des baryons. Bien que cette théorie de Regge ne soit plus valable, certains aspects phénoménologiques demeurent : les trajectoires de certains baryons coupent les états de spin en des pôles qui correspondent expérimentalement à des résonances vues ($N \to N^*_{1688}$, $\Lambda \to Y^*_{1815}$, $N^*_{1238} \to N^*_{1924}$, fig. VIII - 1). La trajectoire du Ξ donne un pôle à 1950 Mev/c^2 de spin 5/2. Ce pôle correspond peut être au nouveau Ξ^*_{1940} trouvé au chapitre précédent.

Nos données expérimentales n'étant pas suffisantes pour une mesure du spin du Ξ^*_{1940}, cette interprétation suggère de la classer parmi les baryons de spin et parité $5/2^+$ comme il a été fait dans la table de Ross et Rosenfeld (réf. 37).

1 - 2 - Symétrie unitaire

Les particules et résonances de même nombre baryonique, moment angulaire propre et parité intrinsèque forment des supermultiplets de spin unitaire.

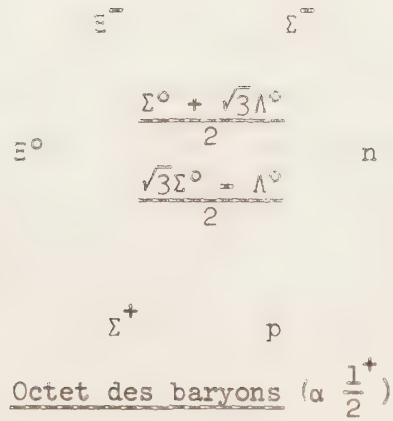
Y étant l'hypercharge et I le spin isotopique, pour SU_3 la formule de masse est $M = M_o \left[1 + aY + b \left[(I + 1) - \frac{1}{4} Y^2\right]\right]$ (réf. 16). Pour les huit baryons (N, Λ, Σ, Ξ) qui sont rangés dans l'octet donné par Gellman et Neeman (fig. VIII - 2) la formule est vérifiée, mais pour les huit mésons pseudo-scalaires (π, K, $\bar{K}$, η) elle est vérifiée avec le carré des masses.

Les Ξ^* ne peuvent pas être représentés par des singulets aussi nous allons essayer de les classer dans des multiplets de SU_3.

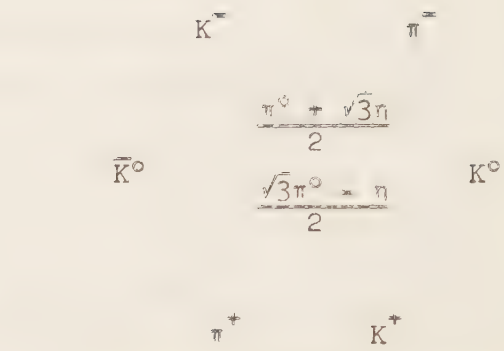
Etats $3/2^+$

Le décuplet δ $3/2^+$ fut formé par Glashow et Sakurai (avril 1962) avec le N^*_{1238} et le Y^*_{1815}. Les découvertes en juin 1962 du Ξ^*_{1530} et en 1964 du Ω^- furent une vérification de l'hypothèse de Gell Mann.

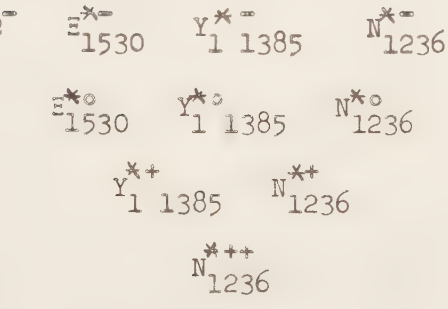
Supermultiplets de SU_3



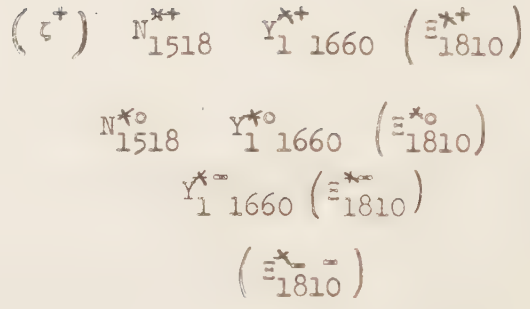
Octet des baryons ($\alpha\ \frac{1^+}{2}$)



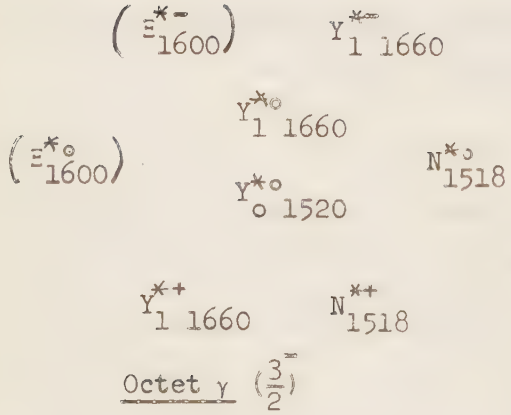
Octet des mésons pseudoscalaire



Décuplet δ ($\frac{3^+}{2}$)



Décuplet étoile $\frac{3^-}{2}$



Octet γ ($\frac{3^-}{2}$)

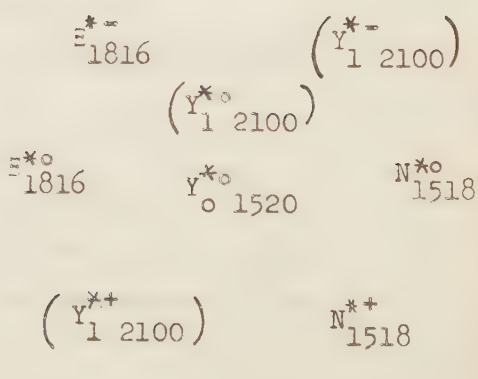


Fig. VIII - 2

Les états entourés n'ont pas été observés actuellement.

La représentation 10^* fut alors proposé par Sakuraï (réf. 13) avec le N^*_{1518} et le Y^*_{1660}, ce qui implique l'existence d'un baryon non étrange Z^+ à 1360 Mev/c et d'un Ξ^* vers 1810, ce dernier étant de spin isotopique 3/2.

Le Ξ^*_{1815} observé actuellement est de spin isotopique 1/2 (désintégration en $\Lambda\bar{K}$) et le Z^+ n'a pas été observé.

L'octet γ $3/2^-$ proposé par Alvarez (réf.14) après la découverte du Y^*_{1660} est formé du N^*_{1518}, de l'Y^*_{1520}, du Y^*_{1660} et d'un Ξ^*_{1600} qui devrait se désintégrer en $\Xi\pi$ avec une très faible largeur (réf. 17).

D'autres octets sont proposés dont un (réf. 18) comprenant un Ξ^*_{1816} et un Y^*_o à 1660 Mev/c^2 non observé. Un autre proposé en octobre 1965 utilise le Ξ^*_{1816} et le Y^*_{1520} mais prévoit un Y^* à 2100 Mev/c^2.

Etats $5/2^\pm$

Avec le N^*_{1688}, le Y^*_o 1815 et le Ξ^*_{1940} nous pouvons construire un octet $5/2^+$ qui serait complet avec un Y^* à 1810 Mev/c^2 encore introuvé .

1 - 3 - Résultats

Mis à part le décuplet (δ $3/2^+$) il n'est pas possible pour l'instant de fabriquer entièrement des multiplets avec les baryons connus.

Il est raisonnable d'attribuer aux Ξ^*_{1815} et Ξ^*_{1940} des J^P égaux à $3/2^-$ et $5/2^+$ tant qu'une détermination directe de ces nombres ne contredira pas ces résultats, détermination qui ne sera possible qu'avec des statistiques plus fortes que les notres.

2 - PRODUCTION EN DEUX CORPS. ECHANGE DE BARYON

2 - 1 - Introduction

Dans la gamme des énergies qui nous intéressent (entre 2000 et 3000 Mev) les productions se font très souvent en deux corps. Pour les énergies supérieures à 2000 Mev ces productions en deux corps sont dominées par le périphérisme (réf. 35) et sont en accord avec un modèle d'échange de méson.

Notre étude nous a fourni les réactions en deux corps produisant des Ξ°, $\Xi^{*\circ}$, $K^{+}_{\circ}$ et $K^{*+}_{\circ}$ (réf. 30).

Dans le cas de la production d'un Ξ° avec un $K^{+}_{\circ}$ nous pouvons, par exemple, dessiner les graphes suivants :

Ces graphes supposent l'échange de méson doublement étrange. A priori cette solution serait possible si les résonances $K^{+}K^{+}$ à 1055 et 1280 Mev/c^2 étaient confirmées.

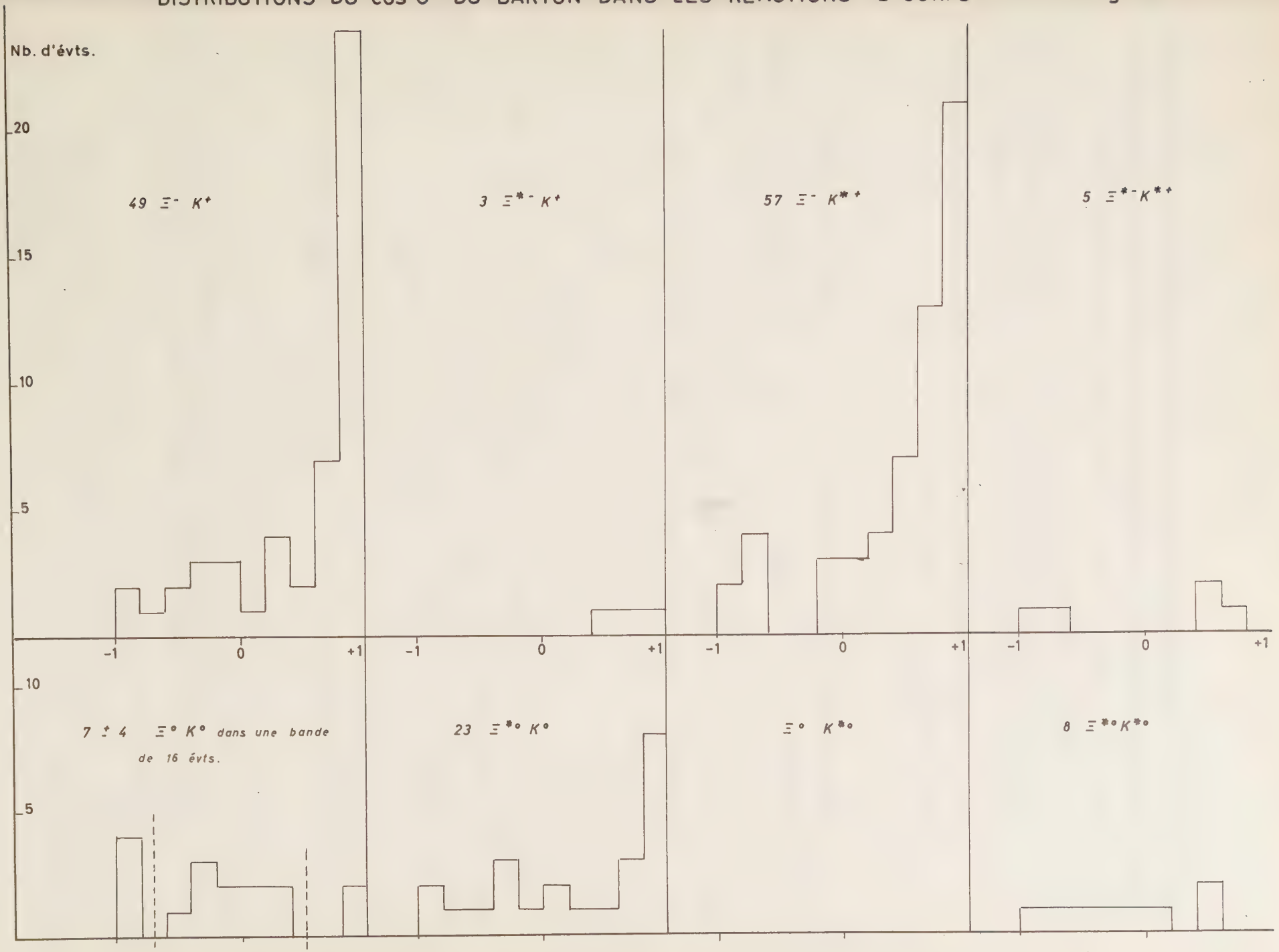
Mais tout modèle d'échange de méson raisonnable exige une distribution angulaire du baryon piqué vers l'arrière. Or nous avons vu que dans quelques cas particuliers comme les $\Xi^{*\circ}_{1530}$ et $\Xi^{*\circ}_{1940}$, le contraire se produisait et le baryon était de préférence émis vers l'avant. Aussi allons nous regarder toutes nos distributions des réactions en deux corps.

2 - 2 - Les faits expérimentaux

Dans le cas où la visibilité et les statistiques l'ont permis nous avons dessiné sur la figure VIII - 3 les distributions angulaires du baryon dans le centre de masse. Nous observons que le baryon est plus souvent émis vers l'avant.

DISTRIBUTIONS DU cos θ^* DU BARYON DANS LES REACTIONS 2 CORPS

Fig. VIII - 3



Dans le tableau VII - 4 nous avons affiché les sections efficaces totales et partielles d émission vers l avant du baryon (ce dernier est considéré vers l'avant si son $\cos\theta^*$ est compris entre 0,5 et 1).

Dans la dernière colonne nous avons corrigé ces sections efficaces pour tenir compte de l espace des phases. Le terme correctif est proportionnel à $P_f^* = \sqrt{[u^{*2} - (M_1 + M_2)^2][u^{*2} - (M_1 - M_2)^2]}$ à une constante près (u^* étant l'énergie disponible dans le centre de masse : 2608 et M_1 et M_2 les masses des particules dans l état final).

σ en µb	σ_{total}	σ_{AV}	P_f^*/P_i^*	σ_{AV} normalisé
Ξ^-K^+	21 ± 3	$13,5 \pm 2$	0,83	11 ± 2
Ξ^oK^o	28 ± 9	< 5		< 4
$\Xi^{*-}K^+$	$4,5 \pm 3$	3 ± 2	0,7	2 ± 2
$\Xi^{*o}K^o$	$16,4 \pm 3$	$8,5 \pm 1,5$		6 ± 1
Ξ^-K^{*+}	$18,6 \pm 2,5$	$12,5 \pm 2$	0,64	8 ± 2
Ξ^oK^{*o}	< 10	< 10		< 6
$\Xi^{*-}K^{*+}$	18 ± 8	< 13	0,45	$< 1,3$
$\Xi^{*o}K^{*o}$	$8,3 \pm 3$	$2,5 \pm 1$		$1,1 \pm 0,5$

Tableau VIII - 4

Avant de faire ressortir les points essentiels que nous pouvons observer il est prudent de faire certaines réserves sur les calculs des sections efficaces vers l'avant.

D'abord le nombre d'événements des réactions Ξ^*K^* est trop faible pour faire confiance aux sections efficaces sans leur ajouter une grande marge d'erreur.

D'autre part nous aurions pu dessiner la distribution angulaire de la réaction Ξ^{*o}_{1940} K^- (voir paragraphe VII - 1) mais elle ressemble beaucoup à celle de Ξ^{*o}_{1530} K^o et pratiquement tout ce qui sera dit sur le Ξ^*_{1530} sera aussi valable pour le Ξ^*_{1940}.

Enfin une partie de la confiance avec laquelle nous avons calculé le nombre de Ξ^oK^o parmi les nombreux événements $N^{*o}K^o$ est due à cette variation de la distribution angulaire dans la bande du Ξ^o (voir chapitre IV - 2). Mais il est certain que les deux événements dont le $\cos\theta^*$ du baryon est supérieur à 0,5 ne sont pas du N^{*o} car il n'y a pas de tels événements dans le reste de la bande du N^{*o}.

L'analyse des figures VIII - 3 et du tableau VIII - 4 fait ressortir plusieurs points essentiels :

1/ Tous les baryons étudiés sont émis vers l'avant.

2/ Les distributions où le baryon est le plus piqué correspondent aux réactions Ξ^-K^+ et Ξ^-K^{*+}.

3/ Dans les réactions produisant un Ξ^* avec un K ou un K^*_{891}, la section efficace partielle vers l'avant est plus importante dans le mode neutre que dans le mode chargé. Pour celles produisant un hypéron Ξ le phénomène est inversé et il y a prédominance de mode neutre.

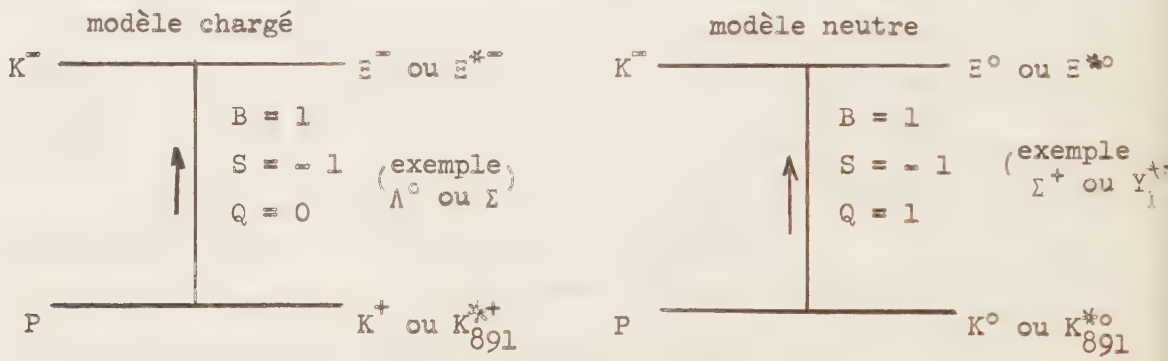
2 - 3 - Tentative d'explication

Il est clair que ces productions en deux corps où le baryon est émis vers l'avant ne sont pas conforme à un modèle d'échange de méson raisonnable. Aussi nous pouvons essayer de faire appel à d'autres modèles pour expliquer ce piquage.

Nous pourrions expliquer cette assymétrie par la superposition de deux effets donnant une interférence destructive pour le baryon émis vers l'arrière et constructive vers l'avant. Ces deux effets pourraient être par

exemple un modèle périphérique (favorisant le piquage vers l'arrière) et la formation d'un état lié (qui donne en général une distribution symétrique).

Nous préférons envisager un modèle unique comme l'échange de baryon ; en effet l'explication précédente est complexe, car elle exige des interférences entre les amplitudes obtenues par deux modèles différents et cet effet simule l'échange de baryon. Nous pouvons alors dessiner les graphes suivants :



L'échange de Σ (ou Y_1^*) dans le mode neutre est pur. Pour le mode chargé, nous allons voir s'il en est de même pour l'échange de Λ°. Ecrivons les amplitudes dans le cas des réactions $\Xi^- K^+$ et $\Xi^\circ K^\circ$.

$$a^\circ (\Xi^- K^+) = a_1 (\Lambda^\circ) + a_2 (\Sigma^\circ)$$
$$a^+ (\Xi^\circ K^\circ) = a_2 (\Sigma^+)$$

A cause des coefficients de Clebsh Gordan le rapport $\dfrac{a_2 (\Sigma^\circ)}{a_2 (\Sigma^+)} = \dfrac{a_2 (Y_1^{*\circ})}{a_2 (Y_1^{*+})}$ est égal à $\frac{1}{2}$.

D'où $a^+ (\Xi^\circ K^\circ) = 2\, a_2 (\Sigma^\circ)$

Calculons les amplitudes à partir des sections efficaces. Nous avons

$$\sigma_{\Xi^- K^+} = |a_1|^2 + |a_2|^2 + 2\, \mathrm{Re}\, (a_1 a_2^*)$$
$$\sigma_{\Xi^\circ K^\circ} = 4\, |a_2|^2$$

soit $$|a_2| = \frac{1}{2}\sqrt{\left[\sigma_{\Xi^\circ K^\circ}\right]}$$

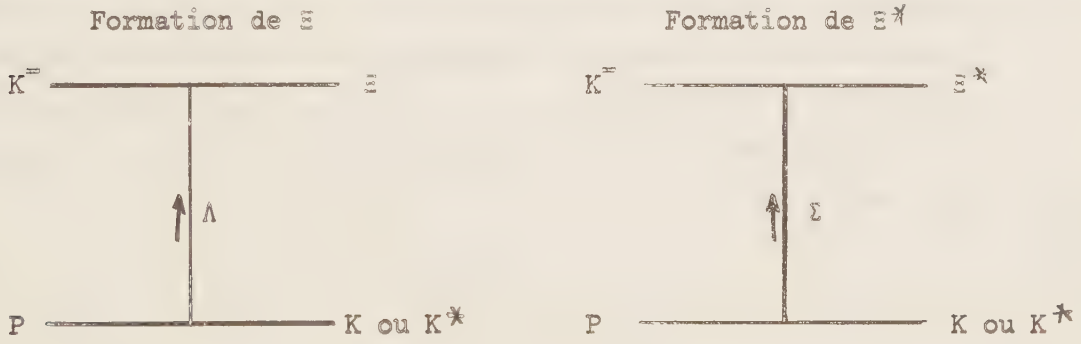
et $$\sqrt{\sigma_{\Xi^-K^+}} - \frac{\sqrt{\sigma_{\Xi^0K^0}}}{2} < |a_1| < \sqrt{\sigma_{\Xi^-K^+}} + \frac{\sqrt{\sigma_{\Xi^0K^0}}}{2}$$

Pour les différentes réactions ΞK, $\Xi^* K$, ΞK^*, $\Xi^* K^*$ nous avons calculé les amplitudes a_1 et a_2 à une normalisation près

ΞK	$\|a_2\| < 1$	$\|a_1\| = 3,3 \pm 1$
$\Xi^* K$	$\|a_2\| = 2,5 \pm 0,5$	$\|a_1\| = 1,5 \pm 1,5$
ΞK^*	$\|a_2\| < 1,2$	$\|a_1\| = 2,8 \pm 1,2$
$\Xi^* K^*$	$\|a_2\| = 0,6 \pm 0,3$	$\|a_1\| < 1$

Nous voyons que pour les réactions ΞK et ΞK^* $|a_2|$ est compatible avec zéro et pour la réactions $\Xi^* K$ le rapport $|a_2| / |a_1|$ est compatible avec 2.

Il est vraisemblable que si le modèle d'échange de baryon est applicable, il y a interférence entre les amplitudes du modèle avec Λ et de celui avec Σ. Mais nous pouvons essayer de chercher un modèle cru sans interférence. S'il en est ainsi, alors il est possible d'associer la production des Ξ à l'échange de Λ et celle des Ξ^* à l'échange de Σ suivant les graphes suivants :



Ces hypothèses simplificatrices sont bien évidemment différentes de la réalité car elles expliqueraient bien la faible production de Ξ^{*-} par rapport au Ξ^{*0} mais elles empecheraient toute production de Ξ^0. Ce dernier est bien évidemment produit à 3 Gev/c. Ainsi, une explication sans interférence entre les amplitudes d'échange de Λ et de Σ est une première approximation.

En nous plaçant au vertex du proton nous voyons qu'en utilisant nos hypothèses simplificatrices les constantes de couplage $g(p\Lambda K)$ et $g(p\Lambda K^*)$ sont analogues ; de même $g(p\Sigma K)$ et $g(p\Sigma K^*)$. Au vertex du K^-, les constantes de couplage $g\,K\Lambda\Xi^*$ et $g(K\Sigma\Xi)$ sont faibles en première approximation. Il est impossible de calculer les distributions angulaires de productions des baryons dans ce modèle d'échange de baryon. Le calcul peut être fait de plusieurs manières. Avec le terme de Born (réf. 34) nous trouvons que dans le cas de la réaction $K^-p \to \Xi^-K^+$ la distribution du baryon est faiblement piqué vers l'avant (fig. VIII - 5a). En faisant un calcul d'absorption (réf. 38), la distribution devient alors nettement plus piqué et plus compatible avec nos distributions expérimentales (fig. VIII - 5b). Ces calculs donnent des courbes de distribution valables seulement entre $0,5$ et + 1 pour le cos θ^* du baryon. Seul le calcul fait avec absorption donne un ordre de grandeur de la section efficace différentielle vers l'avant (7 µb/steradian) qui est compatible avec la valeur trouvée expérimentalement.

Pour conclure nous voyons qu'un modèle simple échangeant un Λ pour produire un Ξ et un Σ pour produire un Ξ^* explique en première approximation les distributions angulaires piquées vers l'avant des baryons et la préférence de certains modes chargés ou neutres. Nous n entrerons pas plus avant dans la recherche théorique d'un modèle de ce genre qui exigerait d'abord l'observation de bien d'autres distributions angulaires (comme $\Sigma^-\pi^+$) et surtout des calculs théoriques qui sortiraient du cadre de ce travail expérimental.

DISTRIBUTION DU $\cos\theta^*$ DU BARYON Ξ^-

dans la réaction $K^- p \rightarrow \Xi^- K^+$

-(*a*) Calcul fait avec la méthode de Born

-(*b*) Calcul fait avec absorption

seule la courbe b est normalisée

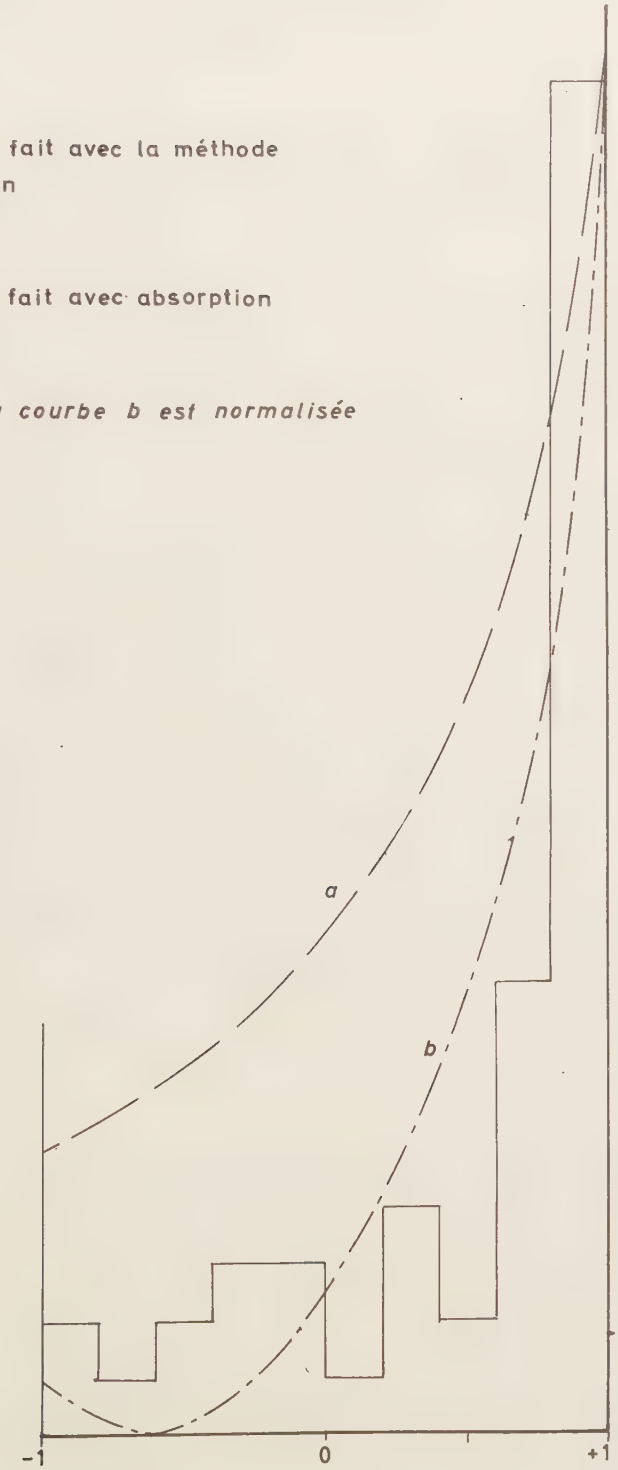


Fig. VIII - 5

C O N C L U S I O N

Pour conclure ce travail nous mettrons en évidence deux points qui paraissent essentiels :

d'une part sur le point de vue expérimental : l'exploitation intensive d'une chambre à bulles à hydrogène près d'une grosse machine comme le PS du CERN demande beaucoup de personnel, de travail et de présence d'esprit. Pour la CBH 81 ce travail est facilité par la taille encore humaine de la chambre, mais, dans l'avenir, il sera indispensable de prévoir, pour des chambres plus grandes ou plus compliquées (cyclage rapide ou électronique associée) une exploitation rationnelle et quasi automatique. La présence d'une machine à calculer deviendra indispensable pour gérer l'exploitation en cours d'expérience et pour éviter les pannes que des contrôles totalement humains entraîneraient très certainement. Le temps de réparation des pannes importantes des chambres à hydrogène (étanchéité de la chambre, joint gonflable...) est approximativement proportionnel au volume d'hydrogène. Ainsi le rendement ne pourra être élevé qu'avec l'utilisation d'une calculatrice ; cette dernière pourra d'ailleurs résoudre "en ligne" certaines fonctions de l'analyse ultérieure des clichés (comme le déclenchement des flashes sur une intéraction ou sur un type géométrique) sans se limiter à certaines réactions physiques dans certaines conditions c'est-à-dire sans modifier la philosophie des expériences de chambre à bulles.

En effet ces expériences ont tendance à s'orienter dans deux voies, la recherche d'événements rares (intéraction d'hypéron, neutrino,...)et l'augmentation de la précision par des statistiques très grandes (résonances de π, ...). Il sera alors difficile de construire de nouvelles chambres à hydrogène non spécialisé car les qualités de précision, taille, taux de répétition sont souvent incompatibles. La solution qui nous semble logique serait de construire pour chacune des deux tendances une chambre particulière où certaines qualités seraient primordiales (tailles pour la recherche des rares, taux de répé-

tition pour les grandes statistiques). Dans tous les cas le rendement ne pourra être élevé qu'avec l'utilisation d'une calculatrice en ligne.

D'autre part sur les résultats : après l'abondance des N^*, Y_o^* et Y_1^* il était facile de prévoir une abondance des systèmes Ξ^* de masses plus élevées. Les existences des Ξ^*_{1815} et Ξ^*_{1940} sont prouvées mais demandent à être confirmées dans l'avenir par d'autres expériences. Ces $\Xi^*_{1/2}$, après le Ξ^*_{1530}, ouvrent une voie nouvelle des états baryoniques. Pour l'instant aucun $\Xi^*_{3/2}$ n'a pu être observé

Il est utile de prévoir une expérience de K^- sur le deutérium à la même énergie (pour comparer et ajouter les résultats). Ainsi il sera possible de confirmer les $\Xi^*_{1/2}$ trouvés dans cette étude et de rechercher des $\Xi^*_{3/2}$ sous la forme Ξ^{*--} (qui doivent apparaître 4, 5 fois plus en Ξ^{*--} qu'en Ξ^{*0}). Très importante par ailleurs pour toutes les autres études des intéractions K^-p et K^-n cette expérience sur le deutérium est actuellement en cours au CERN avec la CBH 81.

REFERENCES

1 - Synchrotron à protons du CERN

E. REGENSTRIEF
CERN 58-6 et 59-26

2 - Un faisceau d'usage général à 2 étages de séparation électrostatique au PS.

J. GOLDBERG, J.M. PERREAU
CERN 63-12 TC - avril 1963

3 - Etude de la CBH 81 en vue de l'exploitation physique

Diplome de Paul BAILLON

4 - Production de baryons d'isospin 1 par des antiprotons de 3 à 4 Gev/c interagissant dans une chambre à bulles à hydrogène.

Thèse de J. BADIER - Paris N-5246

5 - Programme Foin par J. HUC.

6 - Programme GRIND - CERN.

7 - Conditions d'exploitation de la CBH 81 au CERN en 1963.

Rapport SEDAP 63-21 - Dép. Saturne Saclay France - février 1964.

8 - Thèse de J. GOLDBERG.

9 - Thèse de M. VILLE.

10 - Mass and decay parameters of Ξ^- particles

H. SCHNEIDER
Phys. Let. - 4 - 360 (1963)

11 - Properties of Ξ hyperons

D.D. CARMONY
UCLA 1005 - mars 1964.

12 - Proceedings of the Sienna Conference - 4 (1963)

L. JAUNEAU et al.

13 - Speculations on J = 3/2 baryons.

J.J. SAKURAI
Phys. Let. - 10 - 132 (1964)

14 - 1660 Mev Y_1^* hyperon.

L. ALVAREZ et al.
Phys. Let. - 10 - 184 (1963)

15 - Possible classification of particles and resonnances.

The 1962 International Conference on High Energy Physics at CERN.

16 - Note on the unitary symmetry in strong interactions

Progress of theoretical physics - 27 - 949 (1962)

17 - Eighfold way assignments for Y_1^* 1660 and others baryons.

GLASHOW and ROSENFELD
Phys. Let. - 10 - 192 (1963)

18 - Assignments of the d 3/2 octets.

W.A. MARTIN
Nuovo Cimento - 32 - 1645 (1964)

19 - A resonnance in the $\Xi\pi$ system at 1,53 Gev.

J.M. PJERROU et al.
Phys. Let. - 9 - 114 (1962)

20 - Possible resonnances in the $\Xi\pi$ and $K\bar{K}$ systems.

BERTANZA et al.
Phys. Rev. Let. - 9 - 180 (1962)

21 - P. BEILLIERE et al.

Phys. Let. - 2 - 316 (1963)

22 - P.L. CONNOLLY et al.

Ohio U - Conf. avril 1963

23 - Study of S = - 2 baryon systems up to 2 Bev.

SMITH et al.
Phys. Rev. Let. - 16 - 61 (1964)

24 - B = 1, S = - 2 states in K^-p interactions at 3 Gev/c.

J. BADIER et al.
The 1964 International Conference on High Energy Physics at DUBNA.

25 - Production and decay of $\Xi^*_{1820^\circ}$

SMITH et al.
Phys. Rev. Let. - 14 - 24 (1965)

26 - Baryonic states of strangeness - 2 produced in K^-p interactions at 3 Gev/c.

J. BADIER et al.
Phys. Rev. Let. - 15 - 171 (1965)

27 - Final state interactions involving hyperons.

SMITH et al.
UCRL 16162 - juin 1965

28 - N. BYERS, S. FENSTER

Phys. Rev. Let. - 11 - 52 (1963)

29 - Communication privée sur les résultats préliminaires des K^- de 3,5 Gev/c.

30 - Possible baryon exchange mechanism in 3 Gev/c K^-p interactions.

J. BADIER et al.
The International Conference on Elementary Particles at Oxford.

31 - A.E. RUSSIAN et al.

Phys. Rev. Let. - 12 - 649 (1964)

32 - W. MARTIN et al.

Phys. Rev. - 135B - 803 (1964)

33 - CH. CHAN et al.

Nuovo Cimento - 35 - 298 (1965)

34 - An introduction to relativistic quantum field theory.

SCHWEBER

35 - Two body productions in K^-p collisions at 3 Gev/c.

J. BADIER et al.
The 1964 International Conference at DUBNA.

36 - The K^- interaction at 2,24 Bev/c.

G.W. LONDON et al.
BNL 9542 (C58) - septembre 1965

37 - UCRL 8030 - Modifie 1/10/1965 - ROSS and ROSENFELD.

38 - Communication privée sur des calculs d'échange de baryon.

JACOB (Saclay).

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION.- 1

PREMIERE PARTIE.- CONDITIONS EXPERIMENTALES D OBTENTION DES CLICHES . 3

CHAPITRE I.- CONDITIONS EXPERIMENTALES 7

1 - Qualités attendues des clichés 7

2 - Description de l'appareillage 8

3 - Mise en place et réglage de la CBH 81 . . . 13

4 - Conditions de l'expérience des K^- de 3 Gev/c et prévisions pour des expériences futures . . . 37

DEUXIEME PARTIE.- SECTIONS EFFICACES DES ETATS FINAUX 47

CHAPITRE II.- RECHERCHE DES EVENEMENTS 49

1 - Définition des réactions recherchées . . . 49

2 - Dépouillement - Mesures - Reconstructions . . 52

CHAPITRE III.- ETUDE DES EVENEMENTS RARES 59

1 - Modifications du programme Grind version X60 . 60

2 - Etude de la cinématique et classement par réaction 62

3 - Tests de séparation entre réactions et vérification des rapports de visibilité 74

4 - Poids - Sections efficaces 83

CHAPITRE IV.- SELECTION DE REACTIONS RARES PARMI LES EVENEMENTS NON-RARES 97

1 - Analyse des non rares 98

2 - Etude de certaines réactions 99

3 - Sections efficaces 109

TROISIEME PARTIE.- RECHERCHE ET ETUDE DES BARYONS D ETRANGETE = 2 . . 113

CHAPITRE V.- PROPRIETES DES HYPERONS.

1 - Masse du Ξ^- et de son Λ^0 de désintégration . 115

2 - Paramètre α_- de désintégration du Ξ^- en $\Lambda^0 + \pi^-$. 120

CHAPITRE VI.- RECHERCHE SYSTEMATIQUE DES BARYONS D'ETRANGETE = 2 . 123

1 - Etat des baryons d étrangeté = 2 avant le début de notre étude 124

2 - Analyse des diagrammes de Dalitz 125

3 - Analyse par la méthode du maximum de vraisemblance 138

4 - Calcul des sections efficaces des réactions en deux corps 142

CHAPITRE VII.- ETUDE DES ETATS B = 1 S = - 2 DE MASSES SUPERIEURES A 1550 MEV/c^2 145

1 - Analyse des données de l expérience K^- de 3 Gev/c 145

2 - Comparaison de nos résultats avec ceux des expériences voisines 152

3 - Situation actuelle des connaissances expérimentales sur les Ξ^* de masses supérieures à 1550 Mev/c^2 157

CHAPITRE VIII.- ASPECTS THEORIQUES DES Ξ^*, PRODUCTIONS EN DEUX CORPS ECHANGE DE BARYON 161

1 - Aspects théoriques 161

2 - Production en deux corps, Echange de baryon . 166

CONCLUCION.- 175

REFERENCES.-

TABLE DES MATIERES.-

REMERCIEMENTS.-

Remerciements.

Je voudrais que Monsieur le Professeur L. LEPRINCE-RINGUET trouve ici l'expression de ma profonde reconnaissance pour l'accueil qu'il m'a réservé dans son laboratoire où il sait faire régner une ambiance agréable et favorable au travail.

Je voudrais particulièrement exprimer ma vive gratitude à Monsieur le Professeur B.P. GREGORY qui m'a permis d'entrer dans son équipe très vivante et dont la rigueur, l'esprit et l'honneteté sont pour moi un modèle.

Je voudrais dire à cette occasion combien je lui dois ainsi qu'à Messieurs les professeurs A. ASTIER et A. LAGARRIGUE pour les conseils et encouragements qu'ils m'ont prodigués quant à mon orientation vers la physique des particules de haute énergie.

Je pense également à Messieurs F. MULLER et J. MEYER qui m'ont aidé et encouragé dans le travail d'analyse et à Messieurs C. PEYROU et R. FLORENT dont les conseils et la compétence m'ont aidé à assurer la responsabilité des prises de vues avec la CBH 81.

Je suis reconnaissant à Monsieur J. BADIER qui m'a guidé pas à pas dans l'apprentissage de ce métier de physicien depuis le début des prises de vues avec la chambre à bulles de 81 cm jusqu'à l'ultime analyse des résultats.

Ce travail est l'un des aboutissements d'une expérience dont les différentes phases ont nécessité la collaboration de nombreux physiciens, ingénieurs et techniciens que je remercie sincèrement pour l'aide qu'ils m'ont apportée.

Je voudrais remercier particulièrement tous mes camarades physiciens Messieurs BARLOUTAUD, GOLDBERG, KAYAL, KREJBICH, LEVEQUE, PELLETIER, ROUGE, VERGLAS et VILLE qui ont participé à l'analyse de cette expérience de K^- de 3 Gev/c à Saclay et à l'Ecole Polytechnique ainsi qu'à l'équipe du laboratoire ZEEMANN à Amsterdam avec qui nous avons étroitement collaboré. Ce travail en commun s'est déroulé dans un climat de bonne entente malgré la densité des tâches matérielles à assurer.

Je voudrais aussi réserver une place particulière à l'expression de ma gratitude envers l'équipe de la chambre à bulles de 81 cm. Grâce à ces ingénieurs compétents Messieurs PENET, de SEREVILLE, ASESIO, HOLTZ, GELES et BLONDET, aux physiciens du laboratoire Messieurs BRIANDET, de ROSNY et LAMIDEY qui se sont dévoués pour les prises de vues, et à ces techniciens compétents et courageux Messieurs ABOLIVIER, BARDIN, BASTARD, BLOCK, BOUNIAC, BRAND, CORNIC, DUPONT, FERRAT, GARCHERY, JACOB, LANGOT, MERCEUR et REYNAUD, nous avons formé une équipe efficace et joyeuse. Je remercie beaucoup cette équipe sans laquelle nous n'aurions pas pu prendre des photographies avec autant de facilité et avec laquelle j'ai pu acquérir un peu d'expérience sur le fonctionnement si complexe des chambres à bulles à hydrogène.

Je tiens à remercier tous ceux qui ont participé à la réalisation et à la surveillance du faisceau π^-, et tout particulièrement à Monsieur J.M. PERREAU.

Je remercie toutes les équipes de dépouillement et de mesure qui ont apporté une contribution importante à notre travail.

Je remercie aussi les personnes qui ont contribué à l'élaboration matérielle de cette thèse, Mesdemoiselles Marie-Madeleine RANÇON et Josiane LO-BUE qui ont eu le courage de déchiffrer mes brouillons, Mademoiselle Françoise ZIGUELDE qui a dessiné avec patiente mes schémas et Messieurs C. JADOT et JOLICLERCQ qui ont fait preuve d'un soin méticuleux dans la mise en page et le tirage des photographies.

J'exprime ma gratitude au Centre National de la Recherche Scientifique pour l'allocation qu'il m'a accordée pendant toute la durée de ce travail de recherche.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

LES RADIOSOURCES EXTRAGALACTIQUES

Vu et Approuvé :

PARIS, le 5 JANVIER 1966

Le Doyen de la Faculté des Sciences,
MARC ZAMANSKY.

Vu
et Permis d'imprimer,

Le Recteur de l'Académie de Paris,
JEAN ROCHE.

Le Vice-Président du Conseil de l'Université de Paris
DURRY